

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

UMA METODOLOGIA NUMÉRICA PARA A ANÁLISE DO
COMPORTAMENTO DINÂMICO DE VÁLVULAS TIPO PALHETA
EM ESCOAMENTOS PERIÓDICOS

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

MAURICIO NATH LOPES

FLORIANÓPOLIS - AGOSTO DE 1996

**UMA METODOLOGIA NUMÉRICA PARA ANÁLISE DO
COMPORTAMENTO DINÂMICO DE VÁLVULAS TIPO PALHETA
EM ESCOAMENTOS PERIÓDICOS**

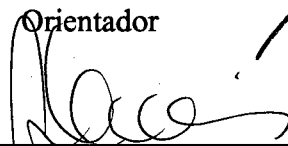
MAURICIO NATH LOPES

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
MESTRE EM ENGENHARIA**

**ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA, ÁREA DE CONCENTRAÇÃO
ENGENHARIA E CIÊNCIAS TÉRMICAS, E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA.**

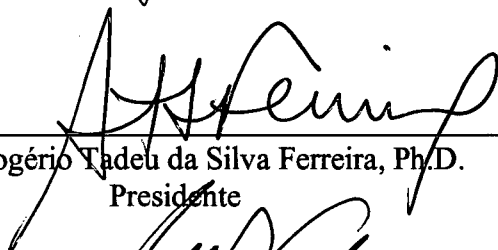


Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.
Orientador



Prof. Abelardo Alves de Queiroz, Ph.D.
Coordenador

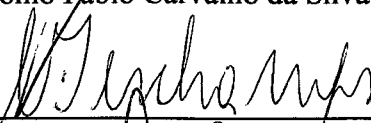
BANCA EXAMINADORA



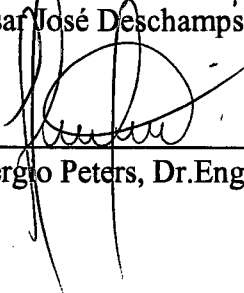
Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.
Presidente



Prof. Antônio Fábio Carvalho da Silva, Dr.Eng.Mec.



Prof. César José Deschamps, Ph.D.



Prof. Sérgio Peters, Dr.Eng.Mec.

Aos meus pais, pelo esforço dispendido
na minha formação profissional, e
principalmente, pelo amor.

À Simone Monte-Mór Mussolin, pela amizade verdadeira, e pelo apoio e incentivo na realização de mais esta etapa de minha vida.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Álvaro Toubes Prata, orientador e amigo, pelo apoio, incentivo e orientação fornecidos durante a realização deste trabalho.

Ao amigo Alessandro Gil Catto, pelo repasse de toda a sua experiência em simulação numérica de escoamentos utilizando malhas móveis, e também pelo fornecimento do código computacional que foi utilizado como base para o que foi aqui desenvolvido.

Ao NRVA, pela infra-estrutura disponibilizada e pela oportunidade de convívio com os seus integrantes.

À Embraco S.A., pelo interesse demonstrado no presente trabalho, e pelas informações fornecidas.

Ao SINMEC, por ter gentilmente disponibilizado o uso de suas estações de trabalho para a realização de algumas simulações.

Ao colega Clóvis Raimundo Maliska Jr. e ao SINMEC, por terem permitido o uso do software de pós-processamento ISO-3D.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Aos professores do curso, que contribuíram na minha formação, e aos colegas, com os quais tive a satisfação de conviver por mais de dois anos.

Finalmente, a todos que de uma forma ou de outra contribuíram para o êxito deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....viii

LISTA DE TABELAS.....xii

LISTA DE SÍMBOLOS.....xiii

RESUMOxvii

ABSTRACTxix

1. INTRODUÇÃO 1

2. MODELO MATEMÁTICO 8

 2.1. Introdução 8

 2.2. Formulação do problema 8

 2.3. Metodologia de Solução 11

3. ESCOAMENTO PERIÓDICO COM PALHETA FIXA..... 13

 3.1. Introdução 13

 3.2. Modelo Numérico 13

 3.3. Geometria e Malha Computacional..... 15

 3.4. Condições de Contorno 18

 3.5. Resultados 19

 3.5.1. Padrão do escoamento.....20

 3.5.2. Forças hidrodinâmicas sobre a palheta36

 3.5.3. Velocidade média na entrada do orifício de passagem.....39

4. ESCOAMENTO PERIÓDICO COM PALHETA MÓVEL.....43

 4.1. Introdução43

 4.2. Modelo Numérico43

 4.2.1. Sistema de coordenadas44

 4.2.2. Discretização das equações governantes47

 4.2.3. Acoplamento pressão-velocidade/densidade.....52

 4.2.4. Algoritmo de solução55

4.3. Malha Computacional..... 56

4.4. Condições de Contorno 57

4.5. Validações 58

 4.5.1. Validação do código computacional..... 59

 4.5.2. Validação da metodologia de malha móvel..... 64

4.6. Resultados 69

5. CONCLUSÃO 82

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 84

APÊNDICE I - TERMOS DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS..... 89

APÊNDICE II - EQUAÇÕES DISCRETIZADAS 90

 II.1. Equação Discretizada da Conservação da Quantidade de Movimento na Direção r ... 90

 II.2. Equação Discretizada da Conservação da Quantidade de Movimento na Direção ξ .. 91

 II.3. Equação Discretizada da Conservação da Energia Térmica 93

APÊNDICE III - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DA DINÂMICA DA VÁLVULA..... 95

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1.1 Esquema de um compressor alternativo 1

Fig. 1.2 Difusor radial concêntrico com palheta paralela 4

Fig. 1.3 Difusor radial excêntrico com palheta paralela 5

Fig. 1.4 Difusor radial concêntrico com palheta inclinada 6

Fig. 2.1 Diagrama de corpo livre da palheta com um grau de liberdade 9

Fig. 2.2 Geometria idealizada para o desenvolvimento do modelo numérico 10

Fig. 3.1 Geometria utilizada na simulação do escoamento periódico com a palheta fixa 15

Fig. 3.2 Malha computacional utilizada para a simulação do escoamento com palheta fixa, e
detalhe da região do difusor radial 17

Fig. 3.3 Comportamento da velocidade definida como condição de contorno 18

Fig. 3.4 Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 1 21

Fig. 3.5 Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 1 21

Fig. 3.6 Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 1 21

Fig. 3.7 Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 1 22

Fig. 3.8 Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 1 22

Fig. 3.9 Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 1 22

Fig. 3.10 Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 1 22

Fig. 3.11 Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 2 23

Fig. 3.12 Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 2 23

Fig. 3.13 Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 2 23

Fig. 3.14 Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 2 24

Fig. 3.15 Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 2 24

Fig. 3.16 Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 2 24

Fig. 3.17 Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 2 24

Fig. 3.18 Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 3 25

Fig. 3.19 Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 3 25

Fig. 3.20	Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 3	25
Fig. 3.21	Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 3	26
Fig. 3.22	Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 3	26
Fig. 3.23	Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 3	26
Fig. 3.24	Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 3	26
Fig. 3.25	Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 4	27
Fig. 3.26	Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 4	27
Fig. 3.27	Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 4	27
Fig. 3.28	Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 4	27
Fig. 3.29	Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 4	28
Fig. 3.30	Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 4	28
Fig. 3.31	Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 4	28
Fig. 3.32	Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi$, para o caso 2	29
Fig. 3.33	Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi$, para o caso 2	29
Fig. 3.34	Comportamento da força hidrodinâmica resultante sobre a palheta - Caso 2	30
Fig. 3.35	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 1	31
Fig. 3.36	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 1	31
Fig. 3.37	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 2	32
Fig. 3.38	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 2	32
Fig. 3.39	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 3	33
Fig. 3.40	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 3	33
Fig. 3.41	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 4	34
Fig. 3.42	Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 4	34
Fig. 3.43	Escoamento na entrada do difusor, caso 3 e $\omega t = \pi$: (a) Isobáricas [Pa]; (b) Linhas de corrente [m^2/s]	35
Fig. 3.44	Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 1 : $a = 0,2$ e $Re = 540$	37
Fig. 3.45	Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 2 : $a = 0,5$ e $Re = 540$	37
Fig. 3.46	Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 3 : $a = 0,2$ e $Re = 1080$	38
Fig. 3.47	Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 4 : $a = 0,5$ e $Re = 1080$	38
Fig. 3.48	Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 1 : $a=0,2$ e $Re=540$	40

Fig. 3.49 Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 2 : $a=0,5$ e $Re=540$ 41

Fig. 3.50 Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 3 : $a=0,2$ e $Re=1080$ 41

Fig. 3.51 Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 4 : $a=0,5$ e $Re=1080$ 42

Fig. 4.1 Difusor radial utilizado para a análise do comportamento dinâmico da válvula 44

Fig. 4.2 Volume de controle elementar no domínio ξ, r 48

Fig. 4.3 Arranjo desencontrado de variáveis 52

Fig. 4.4 Malha física com 1100 volumes (região fixa 20x25 e região móvel 40x15) que ilustra o aspecto geral das malhas utilizadas no presente trabalho 57

Fig. 4.5 Geometria utilizada para validação do código computacional 59

Fig. 4.6 Perfis de pressão sobre a palheta - Caso A 61

Fig. 4.7 Perfis de pressão sobre a palheta - Caso B 61

Fig. 4.8 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso C 63

Fig. 4.9 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso D 63

Fig. 4.10 Geometria do difusor empregada por Ishizawa e outros 65

Fig. 4.11 Representação do experimento conduzido por Ishizawa e outros 67

Fig. 4.12 Força hidrodinâmica adimensional para $R_\omega=20,05$, $R_q=0,88$ e $a=0,43$ 68

Fig. 4.13 Força hidrodinâmica adimensional para $R_\omega=38,68$, $R_q=1,66$ e $a=0,43$ 68

Fig. 4.14 Geometria empregada para a análise do comportamento dinâmico da válvula 69

Fig. 4.15 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso I 71

Fig. 4.16 Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso I 71

Fig. 4.17 Região do difusor onde o comportamento do escoamento é analisado 72

Fig. 4.18 Comportamento dos vetores velocidade no Caso I 72

Fig. 4.19 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso II 73

Fig. 4.20 Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso II 73

Fig. 4.21 Comportamento dos vetores velocidade no Caso II 74

Fig. 4.22 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso III 75

Fig. 4.23 Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso III 75

Fig. 4.24 Comportamento dos vetores velocidade no Caso III 76

Fig. 4.25 Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso IV 77

Fig. 4.26 Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso IV 77

Fig. 4.27 Comportamento dos vetores velocidade no Caso IV 78

Fig. 4.28 Comportamento dos termos da Eq. 2.1 para o Caso III 80

Fig. 4.29 Comportamento dos termos da Eq. 2.1 para o Caso IV 80

Fig. II.1 Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção da velocidade u 91

Fig. II.2 Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção da velocidade w 92

Fig. II.3 Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção de T e ρ' 94

LISTA DE TABELAS

Tab. 3.1	Casos abordados na simulação do escoamento periódico com palheta fixa	19
Tab. 3.2	Coeficientes dos polinômios ajustados	20
Tab. 4.1	Definição das variáveis dependentes, coeficientes de difusão e termos fontes da equação diferencial genérica.....	48
Tab. 4.2	Casos abordados na validação do código computacional desenvolvido.....	60
Tab. 4.3	Força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso A.....	62
Tab. 4.4	Força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso B.....	62
Tab. 4.5	Casos abordados na simulação do escoamento periódico com palheta móvel	70

LISTA DE SÍMBOLOS

a	amplitude de variação
A	área
$a_0 \dots a_8$	coeficientes ajustados do polinômio, dado pela Eq.3.3
a_i	coeficientes das equações discretizadas
b	termo fonte das equações discretizadas
C	coeficiente de amortecimento efetivo da válvula
c_p	calor específico a pressão constante
c_v	calor específico a volume constante
D	diâmetro da válvula
d	diâmetro do orifício de passagem
D_c	diâmetro do cilindro
e	espessura da placa de assento da válvula
e_v	espessura da válvula
F	força hidrodinâmica atuante na válvula
F_o	força de pré-carga na mola, no modelo da válvula
h	espaçamento dos discos do difusor radial, no trabalho de Ishizawa e outros
h_m	espaçamento médio dos discos do difusor radial, no trabalho de Ishizawa e outros
K	constante efetiva de mola da válvula
k	condutibilidade térmica do fluido
L	inverso do jacobiano da transformação de coordenadas
L_1, L_2	dimensões características ilustradas na Fig. 3.1
m	massa da válvula
M	peso molecular
\dot{M}	fluxo de massa
p	pressão do fluido
Pe	número de Peclet

\hat{p}^ϕ	termo de pressão da equação diferencial genérica, Eq.4.17
p_e	pressão prescrita na saída do difusor
Pr	número de Prandtl
q	vazão prescrita na entrada do difusor radial
R	constante do gás
R_q	número adimensional, Eq.4.84
R_ω	número adimensional, Eq.4.83
Re	número de Reynolds
r_e	raio da válvula
r_o	raio do orifício de passagem
s	deslocamento da válvula
\dot{s}	velocidade da válvula
\ddot{s}	aceleração da válvula
\hat{S}^ϕ	termo fonte da equação diferencial genérica, Eq.4.17
t	tempo
T	temperatura do fluido
TOL_C	tolerância imposta ao critério de convergência da conservação da massa
TOL_E	tolerância imposta ao critério de convergência do campo de temperatura
u	componente do vetor velocidade na direção r
v	velocidade prescrita na entrada do domínio
V	volume
\vec{V}	vetor velocidade
v_o	velocidade na entrada do orifício de passagem do difusor radial
v_o^*	velocidade média na entrada do orifício de passagem, estimada considerando-se escoamento incompressível
\bar{v}_o	velocidade média na entrada do orifício de passagem do difusor radial
v_m	velocidade média na entrada da geometria ilustrada na Fig. 3.1
w	componente do vetor velocidade na direção z ou ξ
\tilde{w}	velocidade do fluido em relação a malha
W	força hidrodinâmica sobre a válvula definida pela Eq.4.86
W^*	força hidrodinâmica adimensional sobre a válvula
w_g	velocidade local da malha

z, r, θ	coordenadas referentes ao sistema de coordenadas cilíndricas
z_a	posição do assento da válvula, Fig. 4.1
z_v	posição da válvula, Fig. 4.1

Símbolos gregos

ρ	massa específica do fluido
ρ'	correção de massa específica
μ	viscosidade absoluta do fluido
ω	velocidade angular
Γ^ϕ	coeficiente de difusão da equação diferencial genérica, Eq.4.17
ϕ	variável dependente da equação diferencial genérica, Eq.4.17
$\tilde{\phi}$	dissipação viscosa expressa no sistema de coordenadas (ξ, r, t)
ν	viscosidade cinemática do fluido
α, β	coeficientes do método de interpolação WUDS
ξ, r	coordenadas referente ao sistema de coordenadas móveis
Δt	incremento de tempo
ΔV	volume do volume de controle

Símbolos subscritos

i	refere-se à face do volume de controle: n, s, e, w
k	denota que o valor da variável é avaliado no atual nível iterativo
$k-1$	denota que o valor da variável é avaliado no nível iterativo anterior
n, s, e, w	refere-se às faces dos volumes de controle
P, N, S, E, W	refere-se ao centro dos volumes de controle
T	refere-se ao domínio transformado

Símbolos sobrescritos

*	denota que o valor da variável é igual ao valor do nível iterativo anterior
o	denota que a variável é avaliada no instante de tempo anterior
T	refere-se a equação discretizada para obtenção da temperatura
u	refere-se a equação discretizada para obtenção da velocidade u
w	refere-se a equação discretizada para obtenção da velocidade w
ρ'	refere-se a equação discretizada para obtenção da correção de massa específica

RESUMO

O presente trabalho trata do desenvolvimento de um metodologia para a análise numérica do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta, utilizando um modelo de um grau de liberdade e resolvendo, de forma acoplada e pelo método dos volumes finitos, o escoamento laminar, compressível, adiabático e em regime transiente periódico em difusores radiais concêntricos. Este estudo tem como motivação o aprimoramento de modelos matemáticos que visam o conhecimento dos fenômenos físicos envolvidos no funcionamento de compressores de refrigeração.

Em uma etapa preliminar é realizado o estudo do escoamento periódico em uma geometria que representa o cilindro, a válvula de descarga e a câmara de descarga de um compressor alternativo. O comportamento das forças hidrodinâmicas atuantes sobre a palheta, que é mantida em uma posição fixa, é obtido. Análises dos resultados são conduzidas visando reduzir o domínio de cálculo sem causar prejuízos ao modelo.

O difusor radial concêntrico é adotado para o desenvolvimento do modelo numérico de determinação do comportamento dinâmico da válvula. Uma transformação de coordenadas, que consiste na obtenção de um sistema de coordenadas móveis a partir do sistema de coordenadas inercial, é realizada visando a solução do escoamento em um domínio que se deforma com o tempo. As equações governantes, escritas no sistema de coordenadas móveis, são resolvidas pelo método dos volumes finitos, de forma acoplada com a equação da dinâmica da válvula, a qual é resolvida pelo método de Runge-Kutta.

A implementação computacional da metodologia é verificada através da comparação de resultados gerados tanto pelo software desenvolvido quanto pelo software comercial FLUENT, simulando casos com a palheta fixa. A validação do modelo com a malha móvel é realizada através da solução do escoamento em um difusor radial que apresenta afastamento periódico prescrito e vazão constante, cujos resultados são encontrados na literatura.

Resultados obtidos para o comportamento dinâmico da válvula, considerando a prescrição de um escoamento periódico de variação senoidal no orifício de passagem do difusor radial,

revelam a potencialidade da metodologia desenvolvida no presente trabalho para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta.

^

ABSTRACT

In the present work a numerical methodology is developed to simulate the dynamic behavior of reed type valves of reciprocating compressors used in refrigeration. A one-degree freedom model is adopted for the valve motion, and a finite volume methodology is employed to obtain the flow field through the valve. The valve dynamics and the time dependent flow field are coupled and solved simultaneously. The flow through the valve is assumed laminar, compressible, isothermal and axisymmetric.

A preliminary investigation was performed with a fixed valve geometry in presence of a periodic flow. The main motivation for this preliminary study was to explore the influence of the cylinder and the discharge chamber on the force acting on the valve. From those results the computation domain was reduced which allowed a refinement of the computational mesh in the valve region.

In presence of the valve motion a numerical methodology was developed to take into account the variation with time of the computation domain. Through a coordinate transformation a moving coordinate system was obtained; this new system was able to expand and compress according to the valve displacement.

Results for the force acting on the valve were obtained for a prescribed periodic velocity at the valve entrance. The complex interaction between mass flow rate through the valve and the distance between the reed and the valve seat affected the force on the valve in a non-periodic manner.

The present model has proved to be effective and accurate in exploring the valve motion in disc-type valves. Further work is required to explore the influence of the various valve parameters on the dynamics of the valve motion. Because of the major simplifications of the present work (laminar flow, axisymmetric situation, etc.), the model presented here has to be seen as a first approximation to be used in predicting valve dynamics of refrigerating compressors.

INTRODUÇÃO

Os sistemas de refrigeração por compressão mecânica de vapor são os mais utilizados atualmente. Nestes sistemas o componente principal, que é responsável pelo deslocamento do fluido refrigerante através do circuito de refrigeração, é o compressor. O aumento da eficiência deste equipamento torna todo o sistema mais eficaz, e por esta razão o compressor tem sido foco de intenso estudo e aperfeiçoamento.

Nos últimos anos, com o grande aumento na velocidade de processamento e na capacidade de memória dos computadores, a simulação numérica dos processos físicos que ocorrem durante o funcionamento do compressor se constituiu em uma excelente ferramenta de auxílio aos projetistas. Este avanço possibilita que modelos matemáticos mais robustos sejam empregados e conseqüentemente melhores resultados sejam obtidos.

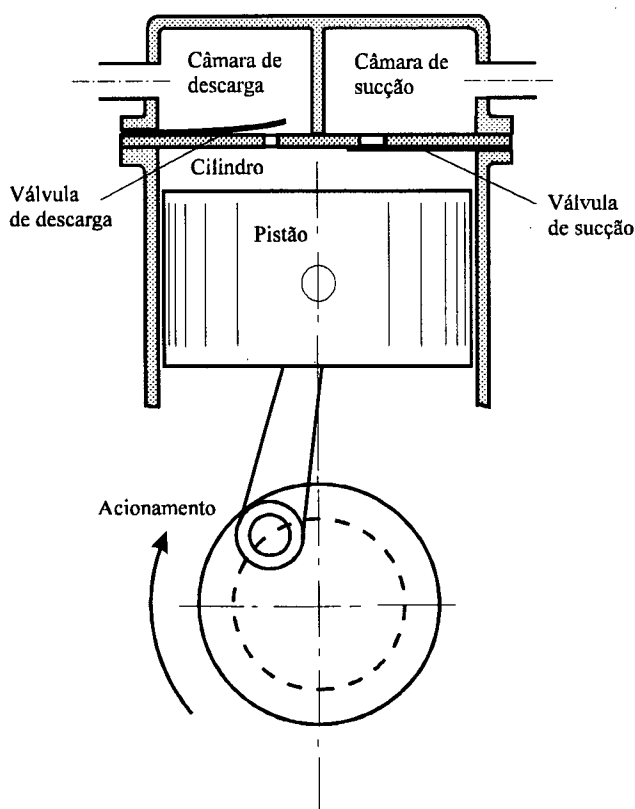


Figura 1.1 - Esquema de um compressor alternativo.

A maioria dos compressores utilizados atualmente é do tipo alternativo, onde o deslocamento linear e alternado do pistão promove a compressão. Geralmente estes compressores utilizam válvulas automáticas, onde o próprio escoamento é empregado na sua abertura e fechamento. A Fig.1.1 ilustra esquematicamente este tipo de compressor.

As válvulas de sucção e descarga são responsáveis pela retenção e passagem do fluido refrigerante da câmara de sucção para o cilindro e, do cilindro para a câmara de descarga, respectivamente. A movimentação das válvulas é causada pela ação do carregamento sobre suas superfícies, proveniente do escoamento do fluido. Desta forma, o dimensionamento do sistema de válvulas é de fundamental importância na determinação da eficiência do compressor.

Inúmeras pesquisas tem sido realizadas com o objetivo de conhecer o comportamento do sistema de válvulas tipo palheta, principalmente através da utilização de modelos matemáticos. O desenvolvimento de tais modelos, desde o seu início, é comentado por MacLaren (1972, 1982), conforme cita Ussyk (1984). O primeiro trabalho com sucesso nesta área surgiu em 1950 com Costagliola. Seu modelo utilizava duas equações diferenciais não-lineares que relacionava os diversos parâmetros envolvidos. Uma delas fornecia o fluxo de massa através da válvula, e a outra, uma equação da dinâmica, descrevia o movimento das válvulas. A solução das equações diferenciais era obtida por métodos gráficos, o que tornava muito estafante a obtenção da solução, dificultando assim sua utilização como uma ferramenta de projeto. Mas, apesar das dificuldades, os resultados analíticos, quando comparados aos experimentais, puderam ser considerados bastante bons.

Em 1965, na antiga União Soviética, Borisoglebski e Kuzmin combinaram equações da dinâmica das válvulas e de fluxo de massa em uma única equação diferencial não-linear. As várias dimensões geométricas e de funcionamento eram ordenadas em um pequeno número de parâmetros adimensionais, os quais eram estimados em nomogramas. A solução de uma única equação geral foi feita por um processo iterativo usando o procedimento de Runge-Kutta.

O XII Congresso Internacional de Refrigeração, realizado em Madrid, no ano de 1967, marcou o início da utilização dos computadores digitais na solução dos modelos matemáticos associados à válvulas de compressores. Neste evento foram apresentados quatro trabalhos, cujos autores eram: Wambsganss e Cohen, da Universidade de Purdue, Estados Unidos; Touber, da Universidade Tecnológica de Delft, Holanda; Najork, do Instituto de Tecnologia de Refrigeração de Dresden, antiga Alemanha Oriental; e MacLaren e Kerr da Universidade de Strathclyde, Escócia. A utilização dos computadores permitiu aos pesquisadores resolverem rapidamente as

equações diferenciais, e o modelo inicial de Costagliola pode ser redefinido e estendido.

Em 1974, Brablik, da Fábrica de Compressores CKD em Praga, na antiga Tchecoslováquia, e Soedel da Universidade de Purdue, estenderam os modelos anteriores ao considerarem os efeitos da pulsação dos gases nas câmaras do compressor.

Nos trabalhos citados, os modelos matemáticos assumem que o escoamento do fluido está desacoplado do movimento da válvula, ou seja, o escoamento através da válvula é tratado como uma sequência de processos em regime permanente. Com o objetivo de analisar a interação entre os dois fenômenos, Trella e Soedel (1974a) desenvolveram um modelo matemático para o comportamento dinâmico não-linear de um sistema de válvula de descarga de um compressor de ar alternativo, considerando o escoamento transiente e compressível. O modelo de válvula utilizado consistiu de uma mola mecânica atuando em um disco circular disposto sobre um orifício, também circular. As equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento, nas suas formas integrais, foram aplicadas sobre quatro volumes de controle: região do cilindro, região do orifício, região orifício/válvula e região entre a válvula e o assento. A redução na área de passagem devido a separação do escoamento foi também considerada, em cada volume de controle, através do uso de coeficientes de contração.

Utilizando o modelo descrito acima, Trella e Soedel (1974b) analisaram os efeitos da inércia do fluido na resposta dinâmica da válvula. Os resultados obtidos com este modelo diferem dos obtidos com o modelo quasi-estático, comumente utilizado até então. Efeitos da frequência natural, massa, rigidez e diâmetro da válvula também foram analisados.

Fleming e Brown (1982) desenvolveram um experimento para analisar o comportamento transiente de válvulas, motivados por resultados de trabalhos anteriores que constataram que a hipótese de considerar o escoamento transiente como uma sequência de escoamentos em regime permanente, implica em significativas diferenças. Infelizmente a metodologia empregada não permitiu a obtenção de conclusões a respeito.

Piechna e Meier (1986) analisaram numericamente, através do método dos elementos finitos, o escoamento laminar, incompressível, permanente, e também, transiente, em um difusor radial, geometria comumente utilizada em modelos de válvulas automáticas. A vazão na entrada do difusor foi considerada constante, e os casos transientes consistiram da prescrição de um movimento periódico para a válvula.

Ishizawa e outros (1987) apresentaram uma análise teórica para o escoamento laminar, transiente e incompressível em um difusor radial. No difusor a vazão foi considerada constante e

uma variação temporal do afastamento entre os discos foi imposta. Soluções em séries para as equações de Navier-Stokes foram obtidas e resultados experimentais foram apresentados.

A solução acoplada escoamento/movimento da válvula proporciona melhores resultados, mas, devido à dificuldade de obtenção, ainda se utilizam modelos baseados nos processos de Costagliola. Ussyk (1984) desenvolveu um programa de simulação numérica do funcionamento do compressor alternativo, onde utiliza uma equação para o fluxo de refrigerante através das válvulas, e equações para o movimento das mesmas, considerando dois graus de liberdade. Kato e outros (1993) analisaram o comportamento dinâmico de válvulas com câmaras pneumáticas, utilizando as equações de flutuação de pressão de Costagliola e considerando a válvula com apenas um grau de liberdade.

Pesquisas, também voltadas ao estudo de válvulas tipo palheta, foram realizadas visando o melhor conhecimento do escoamento através das mesmas. Alguns destes trabalhos são citados a seguir.

Deschamps (1987) analisou numericamente, com validação experimental, o escoamento laminar, incompressível e isotérmico de ar em difusores radiais. O método numérico utilizado foi o de volumes finitos. A geometria abordada foi um difusor radial composto de dois discos paralelos e concêntricos, conforme ilustra a Fig.1.2.

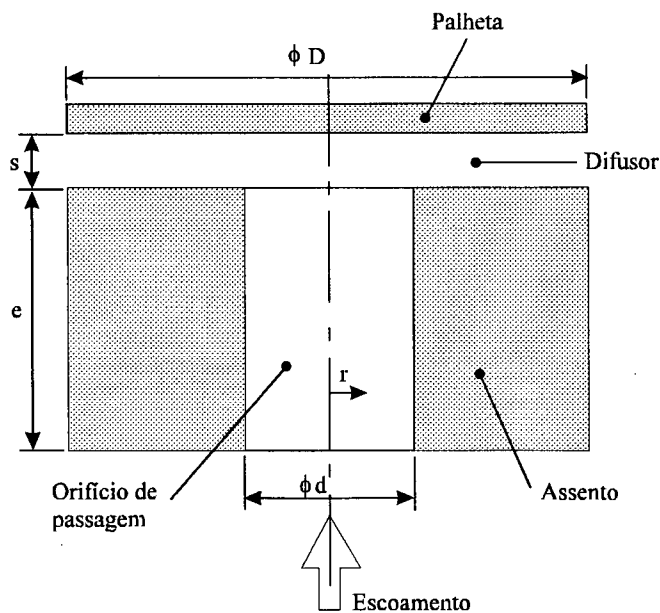


Figura 1.2 - Difusor radial concêntrico com palheta paralela.

Utilizando a mesma geometria, Todescat (1988) analisou numericamente, com validação

experimental, a transferência de calor em válvulas de compressores para um escoamento laminar e incompressível.

Deschamps e outros (1989) obtiveram, para a geometria da Fig. 1.2, resultados numéricos e experimentais para o escoamento turbulento, utilizando o modelo de turbulência k- ϵ . Prata e Ferreira (1990), seguindo a mesma linha de pesquisa, exploraram vários aspectos relacionados com o escoamento do fluido e a transferência de calor em válvulas automáticas de compressores alternativos.

Pilichi (1990) determinou, numérica e experimentalmente, coeficientes locais de transferência de calor em difusores radiais. Langer (1991), objetivando encontrar razões para os comportamentos anômalos verificados nos estudos de Todescat (1988) e Pilichi (1990), investigou numericamente o escoamento radial entre discos paralelos e concêntricos, em busca de bifurcações espaciais e temporais. Os resultados obtidos por Langer (1991) motivaram o estudo do problema de estabilidade linear em difusores radiais, que foi abordado numericamente por Oliveira (1992).

Com o intuito de aperfeiçoar a modelação do escoamento na válvula, tornando-o mais próximo da situação real, Gasche (1992) analisou numericamente, com validação experimental, o escoamento laminar, incompressível e isotérmico de ar em difusores radiais excêntricos. A Fig.1.3 ilustra a geometria utilizada por Gasche.

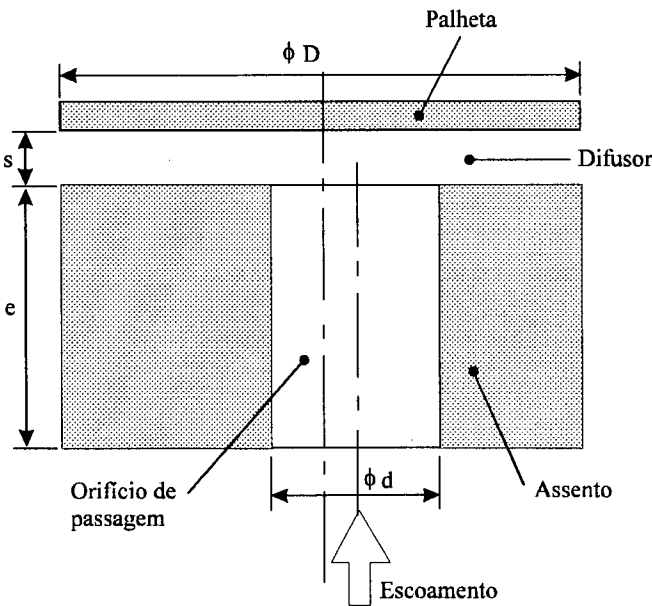


Figura 1.3 - Difusor radial excêntrico com palheta paralela.

Seguindo a mesma linha de pesquisa em busca do aprimoramento do modelo para válvulas

de compressores, Possamai (1994) realizou a análise do escoamento de ar através de difusores radiais em que os discos são concêntricos, porém, a palheta é inclinada, como ilustra a Fig.1.4. Neste trabalho também foi feita uma validação experimental e as equações do problema foram resolvidas pelo método dos volumes finitos.

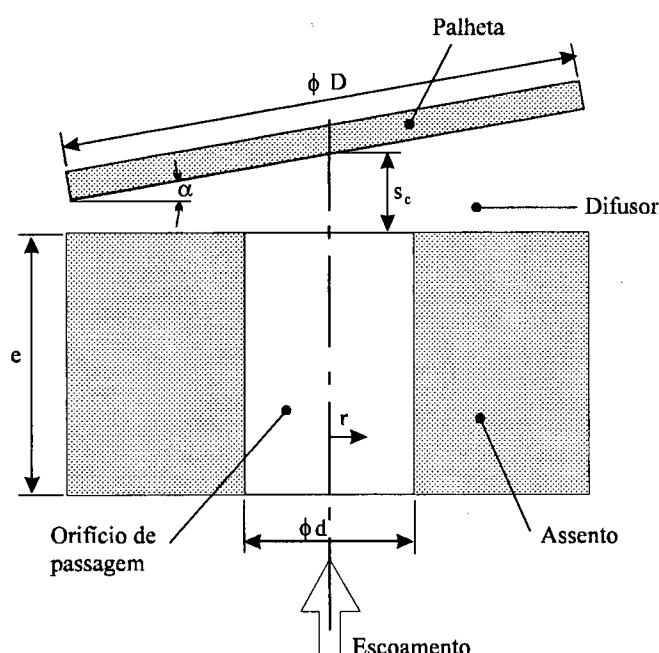


Figura 1.4 Difusor radial concêntrico com palheta inclinada.

Peters (1994) analisou, com intensa investigação numérica, alguns aspectos da estabilidade hidrodinâmica dos escoamentos radiais, através da teoria da estabilidade linear. Estudos do escoamento em difusores radiais foram conduzidos com a implementação de novas metodologias de discretização das equações diferenciais do movimento.

Através da revisão bibliográfica apresentada verifica-se a existência de duas linhas de pesquisa voltadas ao estudo do sistema de válvulas automáticas de compressores alternativos. A primeira desenvolve modelos matemáticos para o movimento da válvula, utilizando modelos bastante simplificados para o escoamento do fluido. E a segunda concentra-se na solução detalhada do escoamento considerando no entanto que a válvula está em uma posição fixa.

O presente trabalho tem como objetivo principal a análise numérica do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta, utilizando um modelo de um grau de liberdade e resolvendo, pelo método dos volumes finitos, o escoamento laminar, compressível, adiabático e em regime transiente em difusores radiais concêntricos. Assim, obtém-se um modelo matemático que

contempla a dinâmica da válvula resolvendo, de forma acoplada, o escoamento do fluido.

A formulação do problema é apresentada em conjunto com o modelo matemático desenvolvido. A metodologia de solução empregada também é descrita.

Os escoamentos simulados são relatados, apresentando-se os respectivos modelos numéricos, malhas computacionais, condições de contorno, validações e resultados obtidos.

MODELO MATEMÁTICO

2.1. Introdução

Os fenômenos físicos envolvidos no funcionamento de válvulas do tipo palheta de compressores alternativos são complexos, tanto no que se refere à dinâmica das válvulas quanto ao escoamento do fluido através das mesmas. Portanto, modelos matemáticos simplificados se fazem necessários.

Neste capítulo são apresentados os modelos matemáticos que foram empregados para a análise do comportamento dinâmico de válvulas automáticas.

A metodologia utilizada para abordar o problema também se encontra descrita no final deste capítulo.

2.2. Formulação do Problema

O modelo utilizado no presente trabalho para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta assume que tais válvulas são placas rígidas e que seu movimento ocorre segundo um sistema com um grau de liberdade.

As válvulas automáticas são fabricadas de aço mola, e sua modelação faz uso de uma constante efetiva de mola K . O amortecimento causado pela combinação da resistência do fluxo e do amortecimento do próprio material é expresso por um coeficiente de amortecimento efetivo C .

Através do uso do diagrama de corpo livre ilustrado na Fig. 2.1, obtém-se a seguinte equação para o movimento da palheta,

$$m\ddot{s} + C\dot{s} + Ks = F - F_0 \quad (2.1)$$

onde,

s - deslocamento da palheta;

$\dot{s} = \frac{ds}{dt}$ - velocidade da palheta;

$\ddot{s} = \frac{d^2s}{dt^2}$ - aceleração da palheta;

m - massa da palheta;

K - constante efetiva de mola;

C - coeficiente de amortecimento efetivo;

F - força hidrodinâmica resultante sobre a palheta;

F_0 - força de pré-carga na mola.

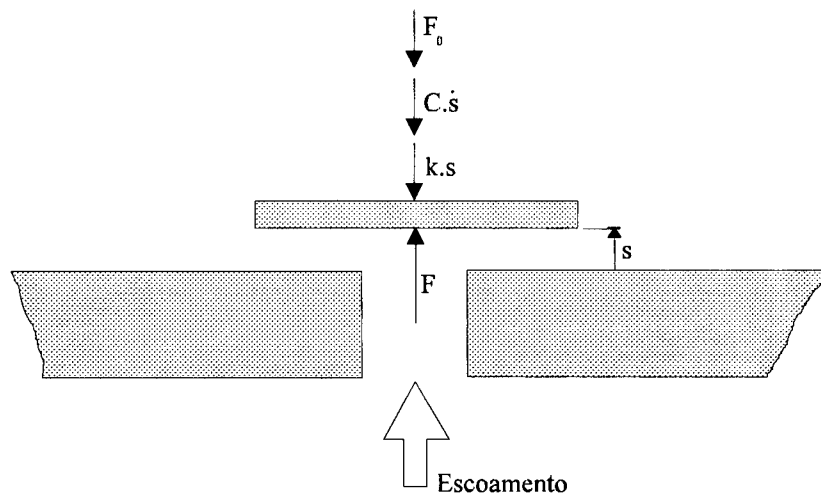


Figura 2.1 - Diagrama de corpo livre da palheta com um grau de liberdade.

A força hidrodinâmica resultante F é obtida através da solução das equações que governam o escoamento do fluido, pois resulta da integração da pressão sobre a palheta,

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} p r dr d\theta \quad (2.2)$$

Na obtenção do campo de pressão, a geometria do difusor radial com alimentação axial foi utilizada para representar o complexo escoamento que ocorre em válvulas do tipo palheta. Na Fig. 2.2 esta geometria é apresentada.

Conforme indicado na Fig. 2.2, o fluido entra no orifício de passagem escoando axialmente até encontrar a palheta, onde é forçado a escoar radialmente.

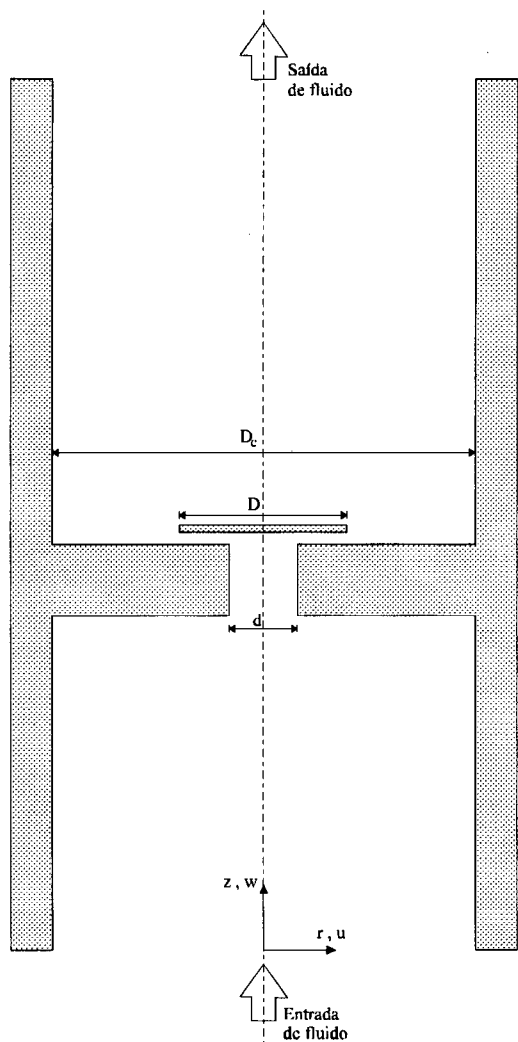


Figura 2.2 - Geometria idealizada para o desenvolvimento do modelo numérico.

As seguintes hipóteses simplificativas serão assumidas na modelagem do problema:

- (i) escoamento axissimétrico;
- (ii) escoamento laminar e adiabático;
- (iii) fluido newtoniano.

O sistema de coordenadas natural para esta geometria é o cilíndrico. Para este sistema, a equação da continuidade, da conservação da energia térmica e as componentes radial e axial da equação de Navier-Stokes, são apresentadas a seguir.

Equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (2.3)$$

Componentes radial e axial da equação de Navier-Stokes

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w u) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\mu u}{r^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u w) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w w) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial z} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \quad (2.5)$$

Equação da conservação da energia térmica

$$\begin{aligned} c_v \left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w T) \right] = & k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] - p \vec{\nabla} \cdot \vec{V} - \frac{2}{3} \mu (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})^2 + \\ & + 2\mu \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} + \mu \left[\left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Estas equações são encontradas na sua forma completa em Bird e outros (1960).

O ar foi utilizado como fluido de trabalho. Apesar de ser constituído por uma mistura de diversos gases, admite-se que esta mistura se comporte como um gás perfeito, que seja uma substância pura, e que sua viscosidade absoluta e condutividade térmica sejam constantes. Desta forma, o modelo matemático se completa com a equação dos gases perfeitos,

$$p = \rho R T \quad (2.7)$$

Resumindo, o modelo matemático que descreve o problema físico é composto por sete equações (Eqs. 2.1 a 2.7), que apresentam sete incógnitas: s , F , ρ , u , w , T e p .

Diferentes condições de contorno foram adotadas, as quais serão apresentadas no decorrer do presente trabalho.

2.3. Metodologia de Solução

O escoamento real em válvulas automáticas de compressores alternativos apresenta a característica de ser periódico, devido ao movimento cíclico do pistão. Neste trabalho, esta característica é considerada através do uso de uma velocidade periódica prescrita em uma das

fronteiras do domínio de cálculo.

A metodologia de solução adotada consiste em resolver numericamente as equações do modelo matemático, de forma discreta no tempo e no espaço. A equação diferencial do movimento da palheta, Eq. 2.1, é resolvida pelo método de Runge-Kutta, enquanto as equações que governam o escoamento são resolvidas pelo método dos volumes finitos.

O emprego do modelo descrito para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta é bastante inovador. Sendo assim, houve a necessidade de se dividir o trabalho em duas etapas, a fim de identificar características, comportamentos e limitações do método.

Em uma primeira etapa, a dinâmica da válvula não é considerada e o escoamento periódico é analisado com a palheta em uma posição fixa. O principal objetivo é conhecer o comportamento deste escoamento, para que simplificações possam ser realizadas na etapa seguinte.

A solução acoplada do movimento da palheta com o escoamento periódico é abordada na segunda etapa. Vários estudos são conduzidos até que o objetivo final seja atingido, ou seja, o desenvolvimento de um modelo que permita a análise do comportamento dinâmico de válvulas automáticas para escoamentos periódicos.

Os capítulos que seguem apresentam detalhadamente as duas etapas, seus modelos numéricos, malhas computacionais, condições de contorno, validações, comparações e resultados obtidos.

ESCOAMENTO PERIÓDICO COM PALHETA FIXA

3.1. Introdução

A solução do escoamento periódico sobre a palheta imóvel foi essencial para a identificação dos parâmetros relevantes a serem considerados na modelação que considerará a palheta em movimento.

Neste capítulo são apresentados o modelo numérico, a geometria, a malha computacional e as condições de contorno utilizadas na simulação numérica do escoamento através da palheta fixa. Os resultados obtidos são apresentados, e algumas conclusões permitem que a etapa seguinte do presente trabalho seja viabilizada.

3.2. Modelo Numérico

A determinação do escoamento periódico considerando a palheta em uma posição fixa é realizada através da solução das Eqs. 2.3, 2.4, 2.5 e 2.7, cujas incógnitas são ρ , u , w e p , através do uso do método dos volumes finitos. A equação da energia térmica, Eq. 2.6, não é abordada no presente modelo pois o escoamento foi considerado isotérmico.

O método dos volumes finitos consiste na divisão do domínio de solução em pequenos volumes de controle, nos quais as equações diferenciais são integradas. Destas integrações surge um conjunto de equações algébricas que, quando resolvidas, fornecem os campos de velocidade, massa específica e pressão. A teoria básica sobre o método dos volumes finitos pode ser encontrada em Patankar (1980).

Os resultados para o modelo em questão foram obtidos com a utilização do software comercial FLUENT versão 4.23 (1993). Este software permite simular uma ampla gama de fenômenos físicos, incluindo:

- Escoamento em regime permanente ou transiente;

- Escoamento incompressível ou compressível;
- Escoamento laminar ou turbulento;
- Transferência de calor: condução, convecção e radiação;
- Mistura de espécies químicas;
- Reações químicas;
- Escoamento laminar de fluidos não-newtonianos;
- Escoamento em meio poroso;
- Modelos de ventiladores e trocadores de calor;
- Escoamento com uma segunda fase dispersa.

O FLUENT resolve as equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia e espécies químicas, usando o método dos volumes finitos. Os valores discretos das variáveis são todos armazenados no centro dos volumes de controle, caracterizando assim o uso do arranjo colocalizado, onde o mesmo volume elementar é empregado para a integração de todas as equações de conservação.

No processo de discretização das equações diferenciais há a necessidade da determinação de valores das variáveis nas faces dos volumes. O FLUENT permite a aplicação de três métodos de interpolação: o Power Law, o QUICK e uma combinação de Upwind/Diferenças Centrais de segunda ordem.

O processo de solução das equações algébricas, resultantes do processo de discretização, é segregado e sequencial, necessitando de uma equação evolutiva para cada variável. Tais equações são identificadas diretamente, nas equações algébricas obtidas, para todas as variáveis, exceto para a pressão. A equação evolutiva para a pressão resulta do acoplamento entre velocidade e pressão. Os algoritmos disponibilizados no FLUENT para este acoplamento são o SIMPLE e o SIMPLEC.

O FLUENT apresenta como método iterativo de solução das equações algébricas o processo linha-por-linha, podendo ser empregado um procedimento *multigrid* para acelerar a convergência.

A descrição completa da metodologia utilizada no FLUENT, e brevemente descrita acima, pode ser encontrada no *FLUENT V4.2 User's Guide* (1993).

Nos casos simulados adotou-se o QUICK (Leonard, 1979) como método de interpolação, o SIMPLEC como algoritmo de acoplamento pressão/velocidade, e se utilizou o processo de

multigrid somente para a pressão.

3.3. Geometria e Malha Computacional

A determinação da geometria computacional foi realizada objetivando modelar o escoamento em uma válvula de descarga de um compressor alternativo. A Fig. 3.1 ilustra a geometria utilizada. Geometria semelhante a esta foi empregada por Chen e outros (1987), onde o escoamento laminar, incompressível e transiente periódico foi abordado visando a modelação do escoamento através de próteses de válvulas cardíacas.

As dimensões aqui empregadas foram as seguintes:

- $d = 5 \text{ mm}$
- $D = 7,5 \text{ mm}$
- $D_c = 22,5 \text{ mm}$
- $e = 1,25 \text{ mm}$
- $e_v = 0,15 \text{ mm}$
- $L_1 = 10 \text{ mm}$
- $L_2 = 30,15 \text{ mm}$
- $s = 0,25 \text{ mm}$

que estabelecem as relações $D/d = 1,5$; $e/d = 0,25$ e $s/d = 0,05$.

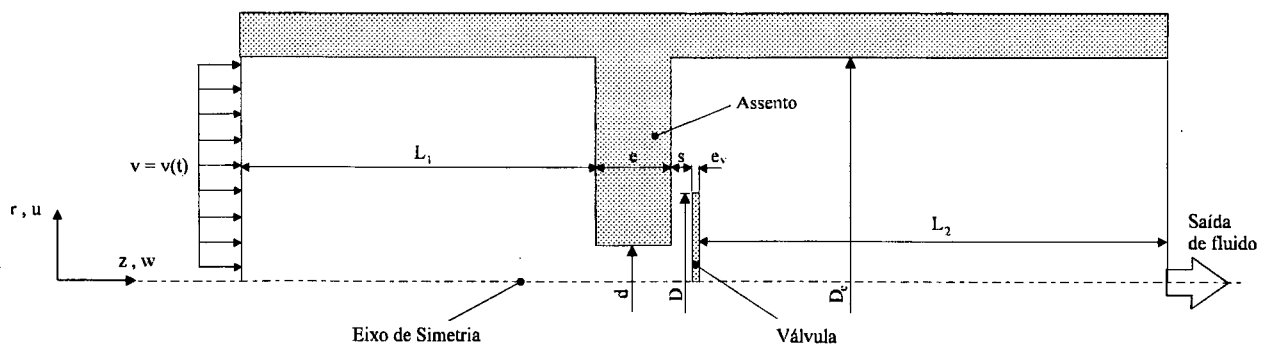


Figura 3.1 - Geometria utilizada na simulação do escoamento periódico com palheta fixa.

A válvula foi posicionada no centro do cilindro para que a hipótese de escoamento

axissimétrico fosse adotada, e, conseqüentemente, também um domínio bidimensional.

A escolha da malha computacional é de grande importância, pois pode vir a exercer muita influência no resultado da simulação numérica. Os principais fatores que devem ser considerados são:

- (i) existência de elevados gradientes das variáveis;
- (ii) presença de falsa difusão no método numérico;
- (iii) tempo de CPU.

Na geometria apresentada ocorrem elevados gradientes de velocidades na região que envolve a saída do orifício de passagem e a entrada do difusor radial. A malha computacional deve ser suficientemente refinada neste local, garantindo que os gradientes sejam corretamente captados.

A falsa difusão constitui-se de contribuições fisicamente inexistentes, e de origem essencialmente numérica, que são incluídas nas variáveis de interesse, durante a simulação. Maliska (1995) define a falsa difusão como sendo os erros de truncamento (dependentes então do tamanho da malha) de natureza dissipativa causados pelo fato da função de interpolação não ser exata. Portanto, as seguintes técnicas podem ser utilizadas para minimizar o efeito da falsa difusão:

- (i) refino de malha;
- (ii) uso de esquemas de interpolação mais precisos;
- (iii) alinhamento da malha com o vetor velocidade.

A falsa difusão diminui com o refino da malha porque os erros de truncamento diminuem. O emprego de esquemas de interpolação mais precisos implicam em uma maior proximidade da função de interpolação exata. O desalinhamento da malha com o vetor velocidade contribui para a falsa difusão pois produz funções de interpolações dissipativas. Deschamps (1987) apresenta um estudo da falsa difusão em difusores radiais concêntricos.

As técnicas (i) e (ii) foram aqui empregadas através do refino da malha e do uso do QUICK como esquema de interpolação. Possamai (1994) faz uma análise do uso do QUICK, esquema de interpolação de segunda ordem, em difusores radiais, comparando-o com o Power-Law, que pode ser considerado como um esquema de interpolação de primeira ordem.

O tempo de processamento para a simulação do escoamento transiente em questão foi o fator limitante na escolha da malha computacional. A Fig. 3.2 ilustra a malha adotada, que apresenta 120 volumes na direção axial e 65 volumes na direção radial, com um total de 7800 volumes.

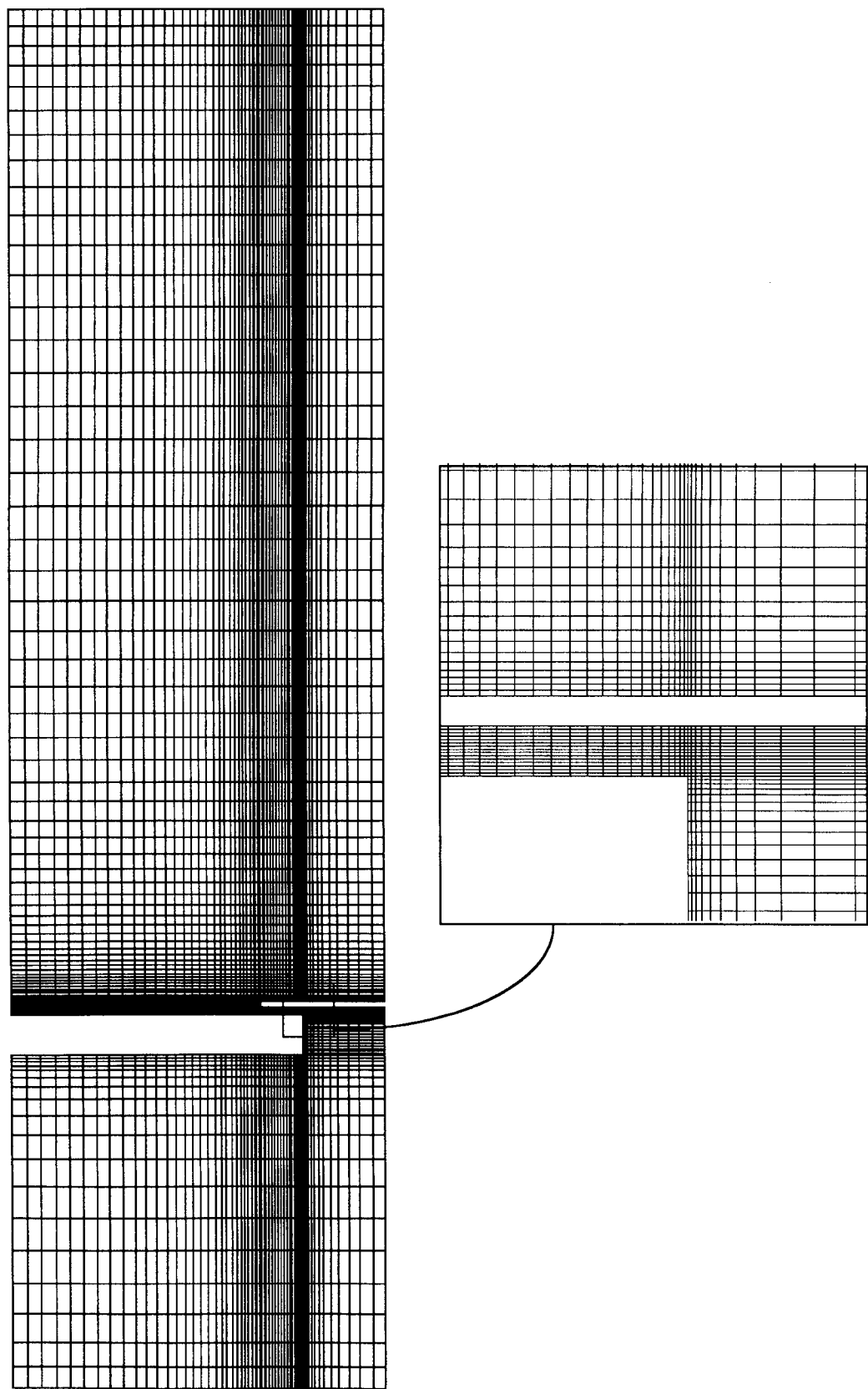


Figura 3.2 - Malha computacional utilizada para a simulação do escoamento periódico com palheta fixa, e detalhe da região do difusor radial.

3.4. Condições de Contorno

A geometria adotada na simulação impõe as seguintes condições ao escoamento:

- (i) As velocidade u e w são nulas nas superfícies do cilindro, assento e palheta;
- (ii) No eixo de simetria, $u = \partial w / \partial r = 0$.

Na fronteira de saída do escoamento foi empregada a condição de pressão prescrita, visando captar possíveis recirculações do fluido nesta região.

A condição de escoamento periódico é imposta através do uso de um perfil uniforme e periódico de velocidade na entrada do domínio. A periodicidade adotada é determinada pela seguinte equação,

$$v(t) = v_m [1 + a \sin(\omega t)] \quad (3.1)$$

onde, v_m é a velocidade média, a é a amplitude da variação e ω é a frequência angular. A Fig. 3.3 ilustra o comportamento imposto à velocidade na entrada do domínio.

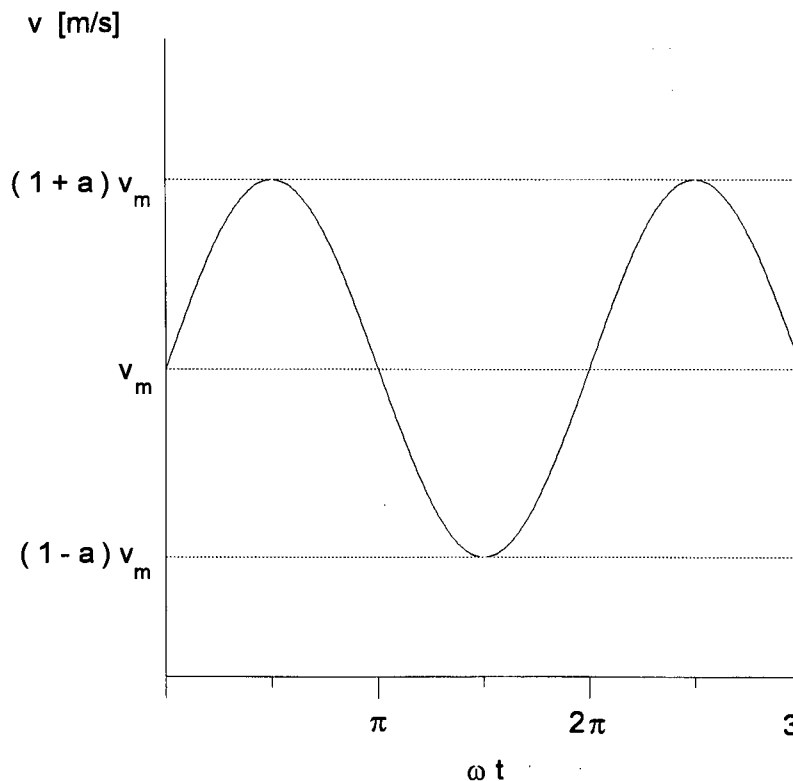


Figura 3.3 - Comportamento da velocidade definida como condição de contorno.

3.5. Resultados

O modelo numérico, uma vez estabelecido, foi utilizado com o objetivo de analisar o comportamento do escoamento periódico, a fim de se identificar possíveis simplificações a serem introduzidas no modelo que considerará a palheta em movimento. Sendo assim, resultados foram gerados variando-se apenas a velocidade média v_m e a amplitude de variação do escoamento a , e validações do modelo numérico serão somente conduzidas sobre o modelo final, descrito no Capítulo 4. Na tabela 3.1 encontram-se relacionados os valores empregados para as grandezas v_m e a , os quais não correspondem a valores reais presentes em compressores, mas caracterizam bem o regime laminar do escoamento em questão. E em todos os casos foi utilizado o valor da frequência angular ω igual a 366,6 rad/s (3500 rpm - frequência de compressores de refrigeração).

As propriedades utilizadas para o ar foram:

- (i) viscosidade absoluta, $\mu=1,8 \times 10^{-5}$ N.s/m²;
- (ii) peso molecular, $M=28,97$ kg/kg mol.

A pressão de operação utilizada foi igual a $1,0132 \times 10^5$ Pa, e a pressão manométrica prescrita na saída do escoamento foi igual a zero.

Tabela 3.1 - Casos abordados na simulação do escoamento periódico com palheta fixa.

	v_m [m/s]	a	Re
Caso 1	0,0741	0,2	540
Caso 2	0,0741	0,5	540
Caso 3	0,1481	0,2	1080
Caso 4	0,1481	0,5	1080

O número de Reynolds apresentado na tabela acima baseia-se no diâmetro do orifício e na velocidade média temporal através do mesmo,

$$Re = \frac{\rho d \bar{v}_o}{\mu} \tag{3.2}$$

onde a massa específica é calculada com base na pressão e temperatura de operação ($p=1,0132 \times 10^5$ Pa e $T=273$ K).

Como o software FLUENT não possibilita a implantação da condição de contorno de velocidade conforme a Eq. 3.1, houve a necessidade de se obter equações polinomiais para

representar este comportamento no intervalo $0 \leq \omega t \leq 3\pi$, na seguinte forma,

$$v(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5 + a_6 t^6 + a_7 t^7 + a_8 t^8 \quad (3.3)$$

O ajuste dos polinômios, foi realizado através do emprego do software comercial GRAPHER versão 1.06 (1992), utilizando-se, para cada caso abordado, 1080 pontos obtidos com a Eq.3.1. Os coeficientes encontrados e os erros (soma dos resíduos ao quadrado) são apresentados na tabela 3.2.

Na obtenção dos resultados foram utilizados fatores de sub-relaxação para a pressão entre 0,8 e 0,9, e para as velocidades entre 0,1 e 0,2. A simulação computacional foi realizada até $\omega t = 3\pi$, com incremento de tempo de $\omega \Delta t = \pi/90$. Os resultados foram tomados referentes a um período de variação da velocidade de entrada, depois que meio período fora simulado, ou seja, entre $\omega t = \pi$ e $\omega t = 3\pi$.

Tabela 3.2 - Coeficientes dos polinômios ajustados.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso4
a_0	0,0740318	0,0739295	0,147964	0,147759
a_1	5,72616	14,3154	11,4446	28,6115
a_2	-301,314	-753,298	-602,219	-1505,57
a_3	8443,89	21112,9	16875,8	42195,9
a_4	$-2,90528 \cdot 10^7$	$-7,26324 \cdot 10^7$	$-5,80663 \cdot 10^7$	$-1,45167 \cdot 10^8$
a_5	$4,47009 \cdot 10^9$	$1,11752 \cdot 10^{10}$	$8,93414 \cdot 10^9$	$2,23354 \cdot 10^{10}$
a_6	$-2,60333 \cdot 10^{11}$	$-6,50832 \cdot 10^{11}$	$-5,20314 \cdot 10^{11}$	$-1,30079 \cdot 10^{12}$
a_7	$6,7473 \cdot 10^{12}$	$1,68683 \cdot 10^{13}$	$1,34855 \cdot 10^{13}$	$3,37137 \cdot 10^{13}$
a_8	$-6,56132 \cdot 10^{13}$	$-1,64033 \cdot 10^{14}$	$-1,31138 \cdot 10^{14}$	$-3,27845 \cdot 10^{14}$
Erro Quadrático	$2,93 \cdot 10^{-7}$	$1,8303 \cdot 10^{-6}$	$1,1701 \cdot 10^{-6}$	$7,31137 \cdot 10^{-6}$

3.5.1. Padrão do escoamento

O software FLUENT, por apresentar uma ótima interface gráfica de pós-processamento, demonstrou ser muito útil na avaliação do escoamento periódico estudado. Tal interface permite, entre outras coisas, a visualização das linhas de corrente, dos campos de pressão e velocidade, e

dos perfis de pressão sobre determinados planos do domínio.

O comportamento das linhas de corrente para o caso 1 é apresentado através das Figs. 3.4 a 3.10, que ilustram determinados tempos dentro de um período de variação do escoamento.

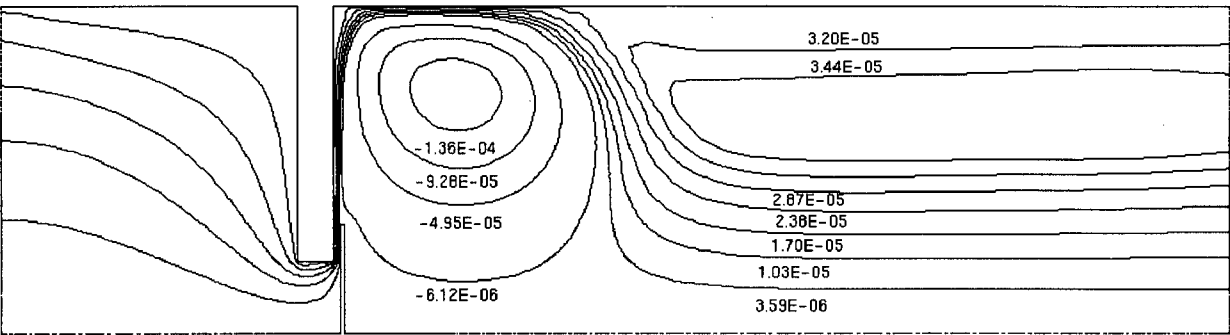


Figura 3.4 - Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 1.

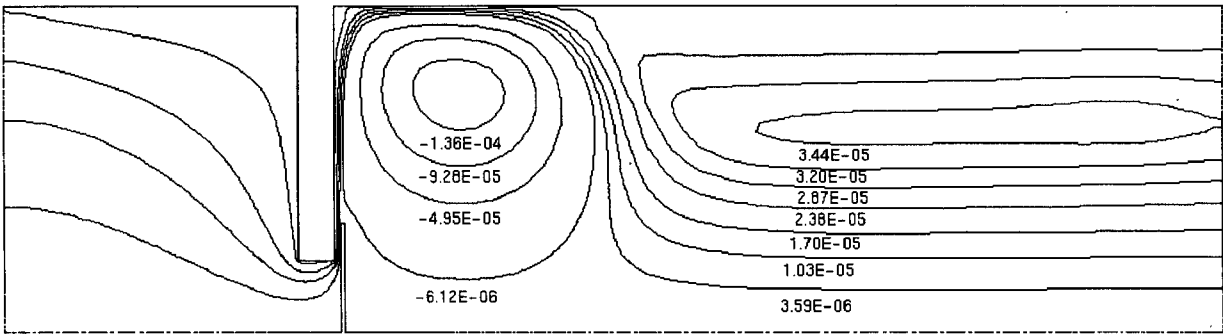


Figura 3.5 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 1.

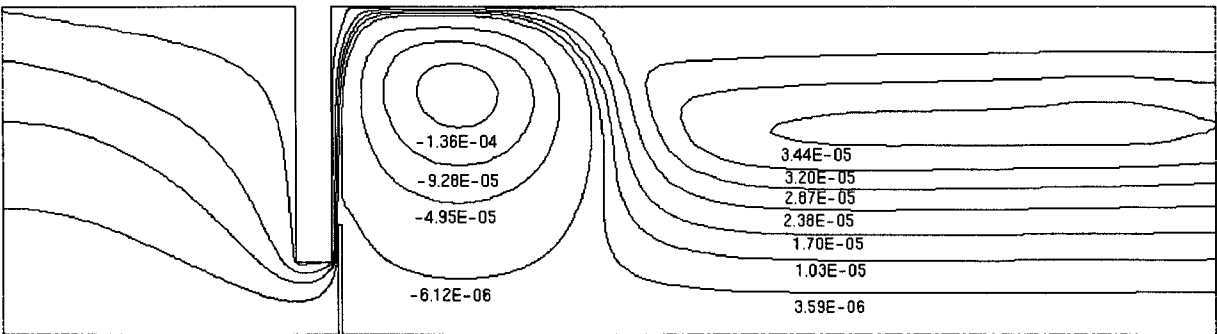


Figura 3.6 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 1.

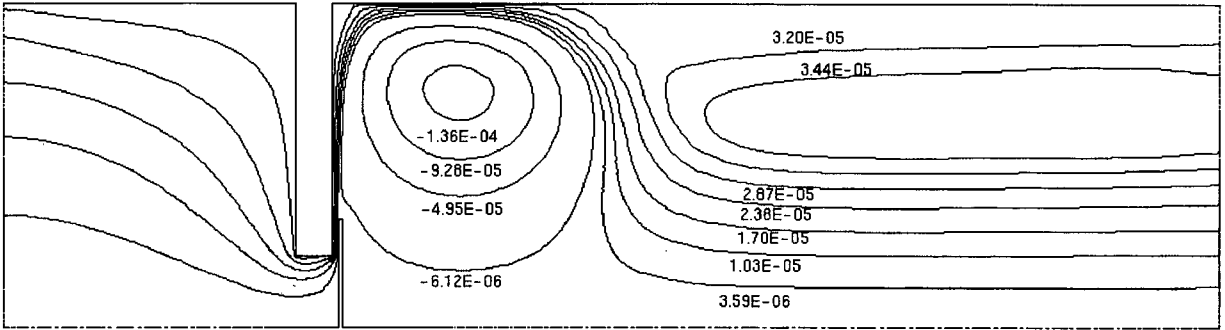


Figura 3.7 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 1.

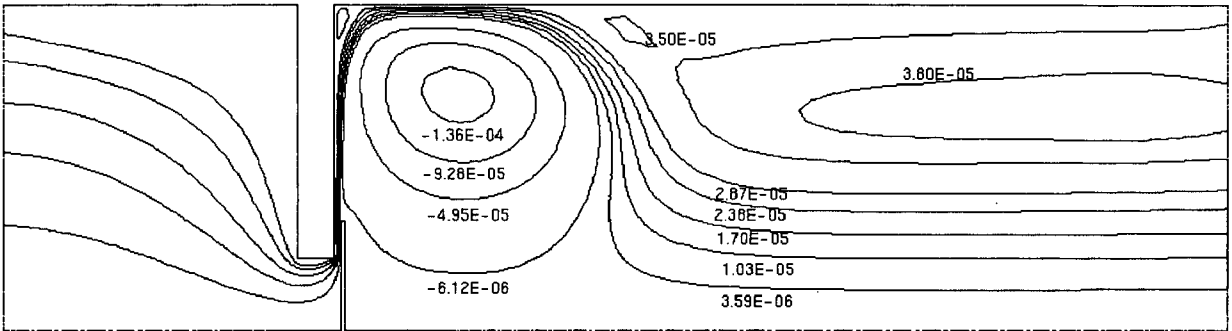


Figura 3.8 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 1.

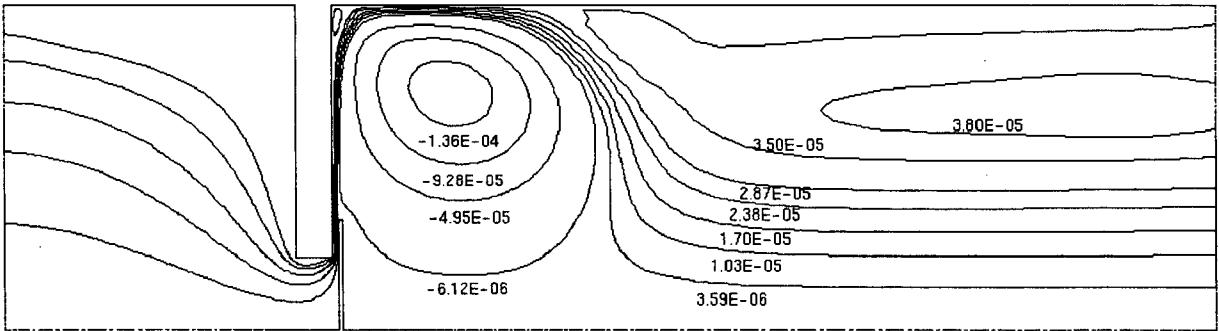


Figura 3.9 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 1.

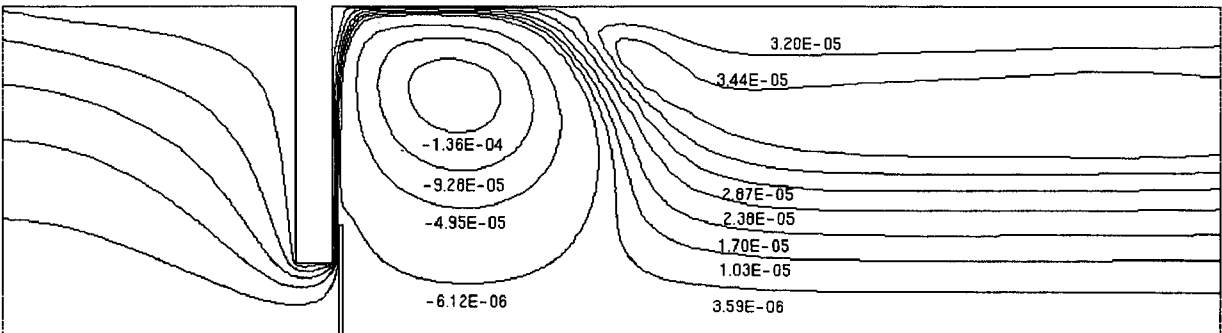


Figura 3.10 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 1.

A análise do comportamento apresentado pelas linhas de corrente no caso 1, permite verificar que o escoamento na região após a válvula não apresentou periodicidade, pois o padrão apresentado na Fig. 3.4 não se repetiu na Fig. 3.10. O mesmo pode ser verificado no caso 2, através da visualização do comportamento do escoamento, ilustrado nas Figs. 3.11 a 3.17.

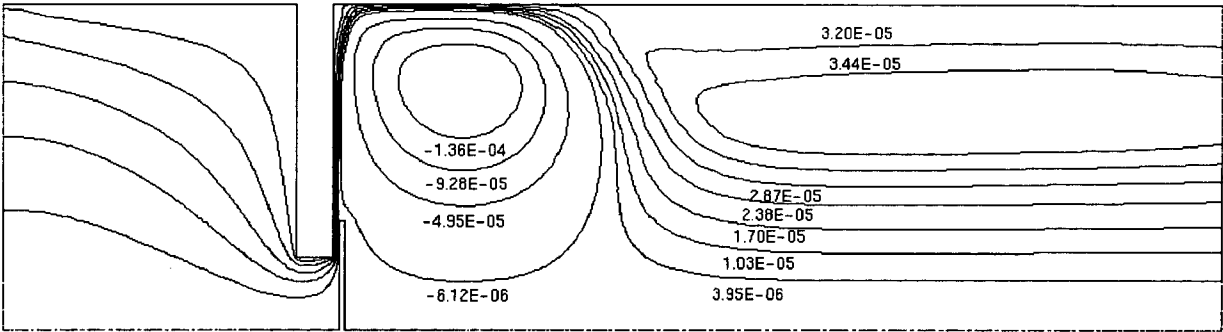


Figura 3.11 - Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 2.

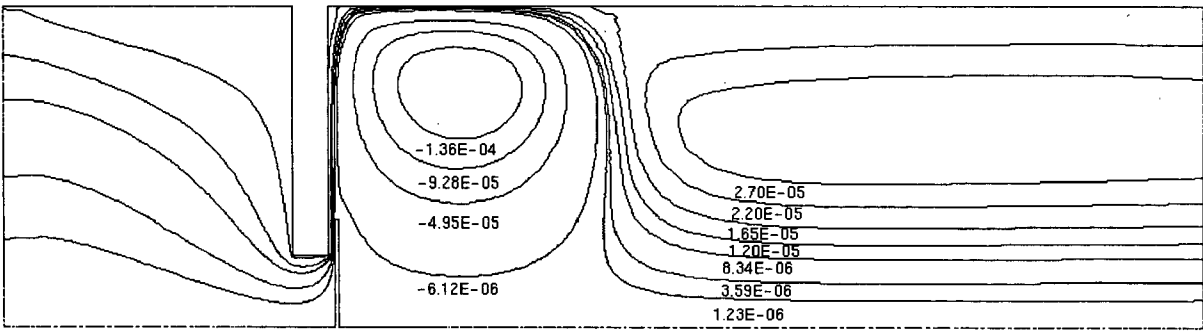


Figura 3.12 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 2.

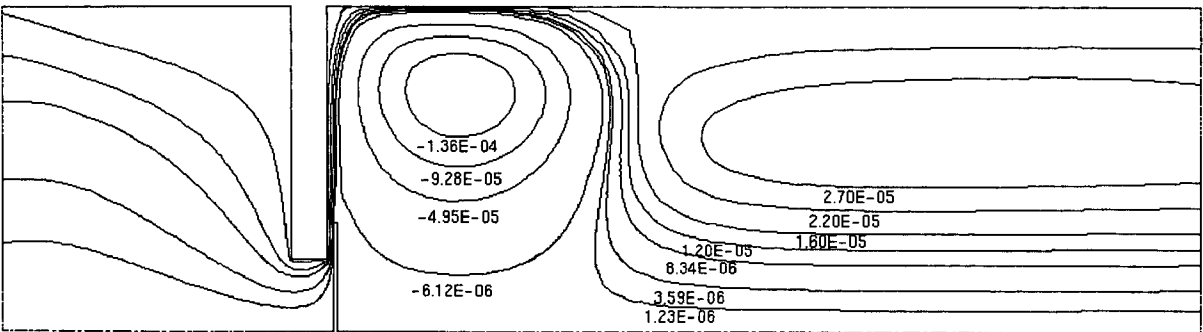


Figura 3.13 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 2.

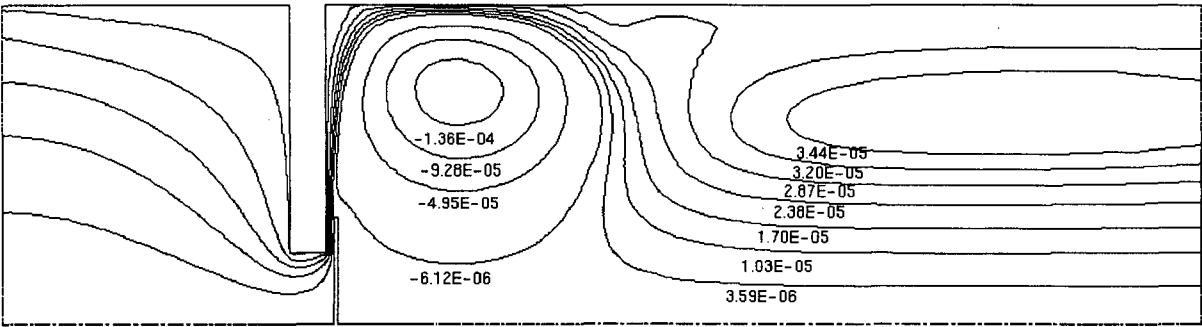


Figura 3.14 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 2.

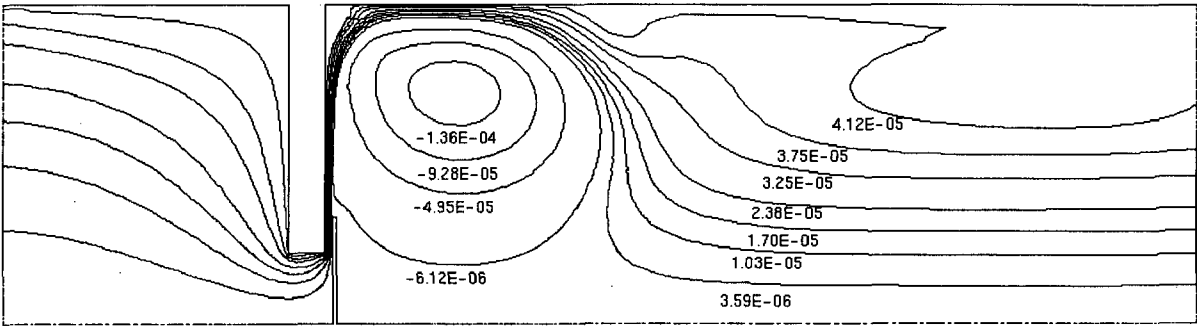


Figura 3.15 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 2.

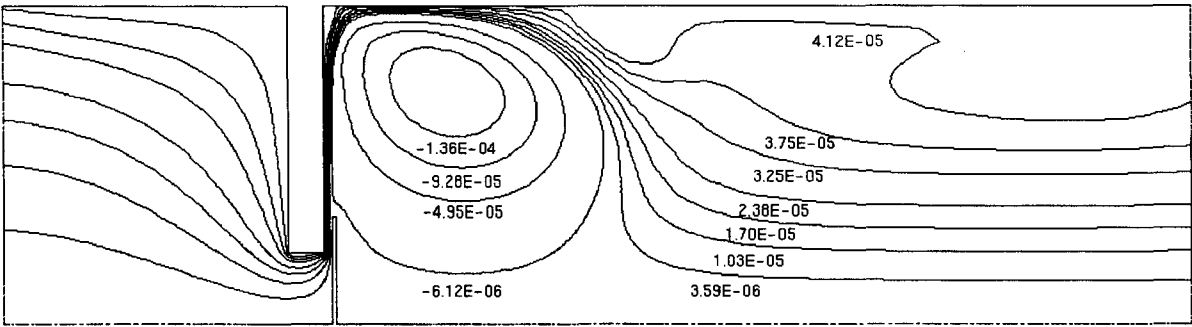


Figura 3.16 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 2.

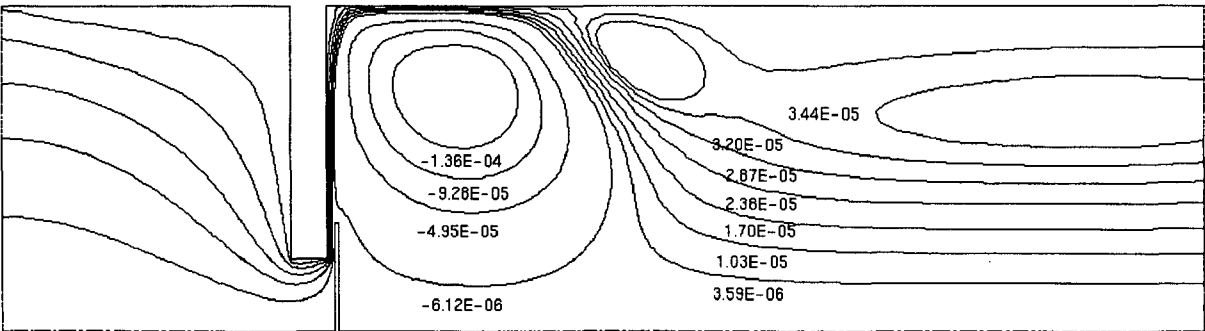


Figura 3.17 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 2.

A não periodicidade apresentada pelas linhas de corrente é verificada na região onde o fluido está entrando pela fronteira de saída, como pode ser verificado também para o caso 3 nas Figs. 3.18 a 3.24, e para o caso 4 nas Figs. 3.25 a 3.31.

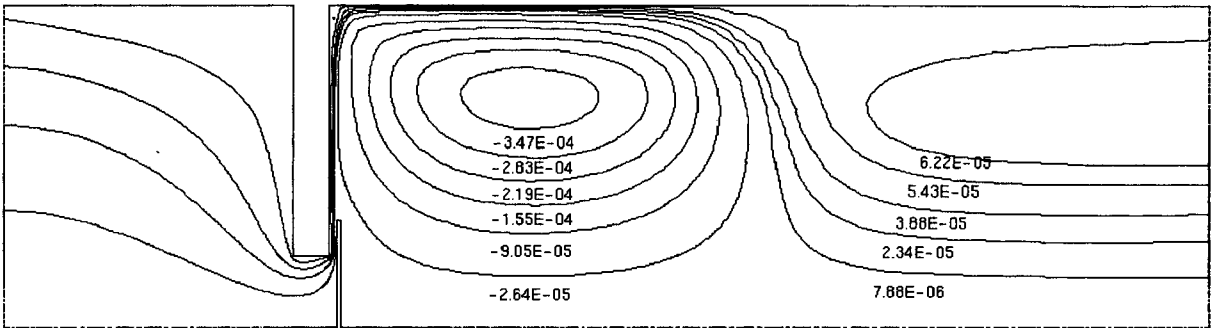


Figura 3.18 - Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 3.

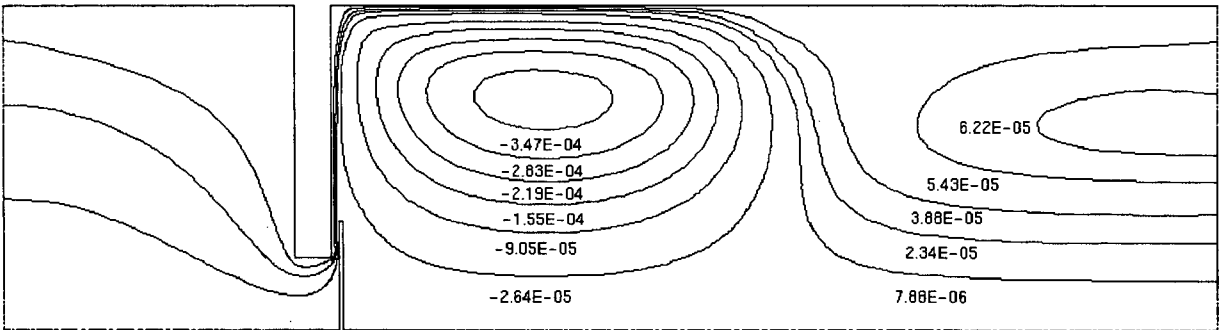


Figura 3.19 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 3.

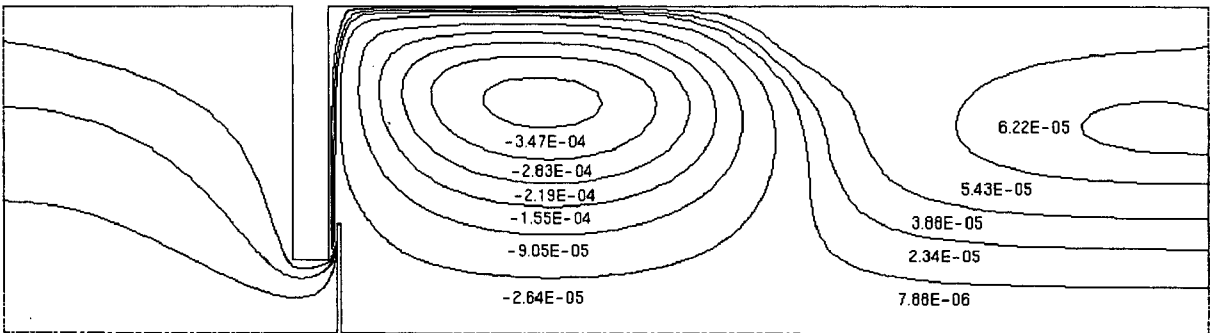


Figura 3.20 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 3.

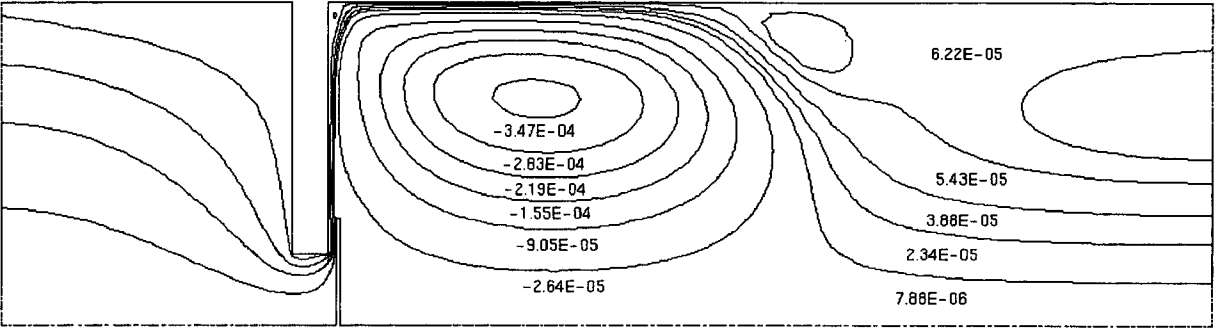


Figura 3.21 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 3.

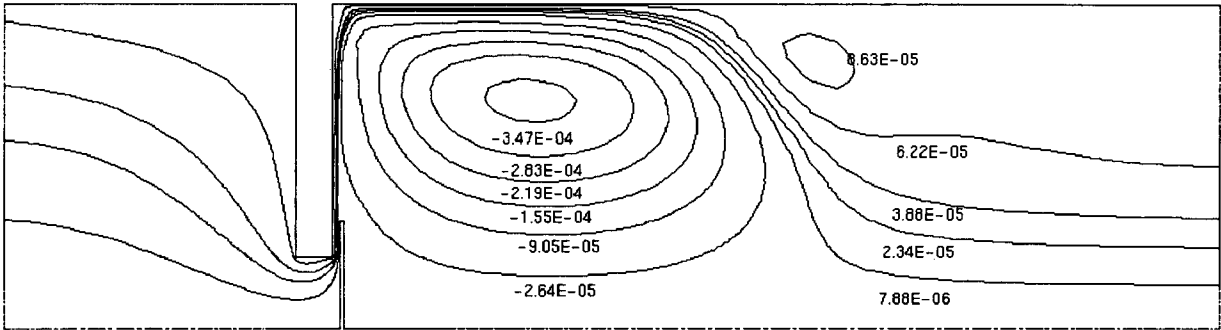


Figura 3.22 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 3.

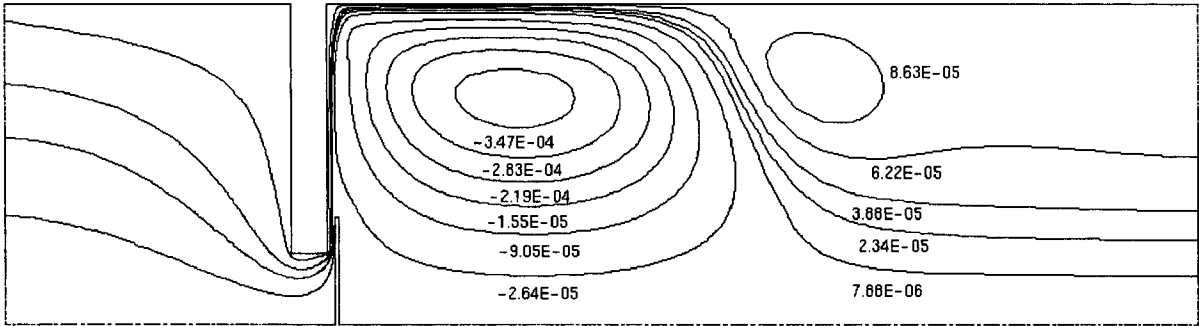


Figura 3.23 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 3.

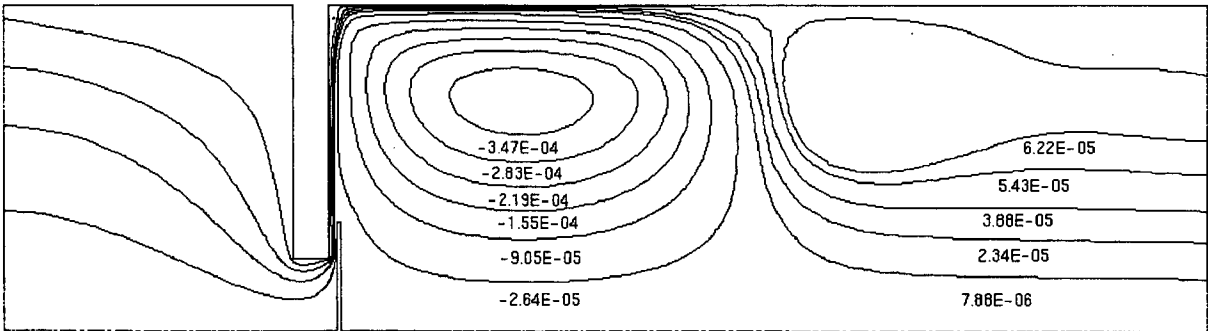


Figura 3.24 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 3.

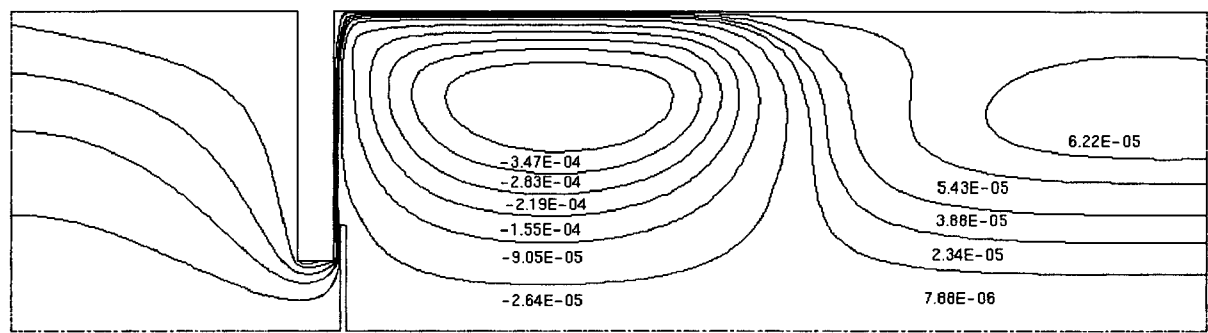


Figura 3.25 - Linhas de corrente no instante $\omega t = \pi$, para o caso 4.

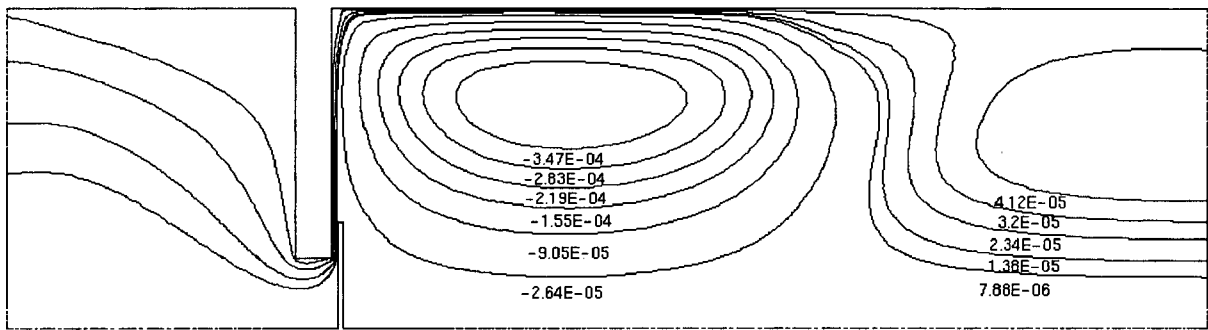


Figura 3.26 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 4\pi/3$, para o caso 4.

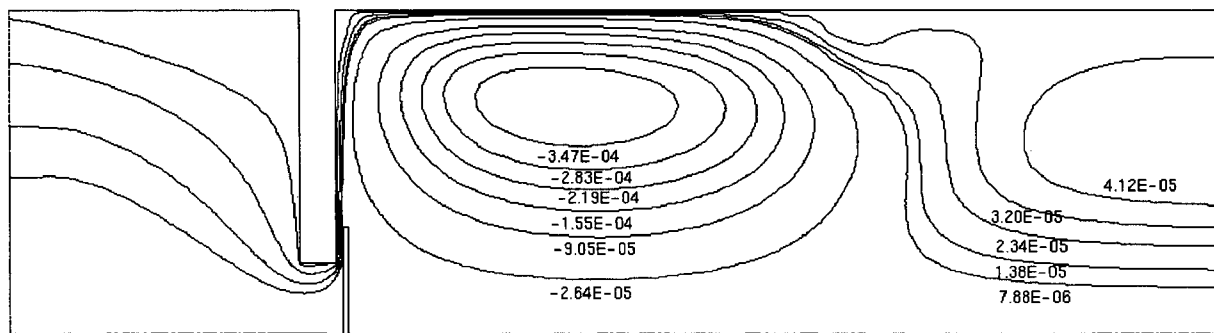


Figura 3.27 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi/3$, para o caso 4.

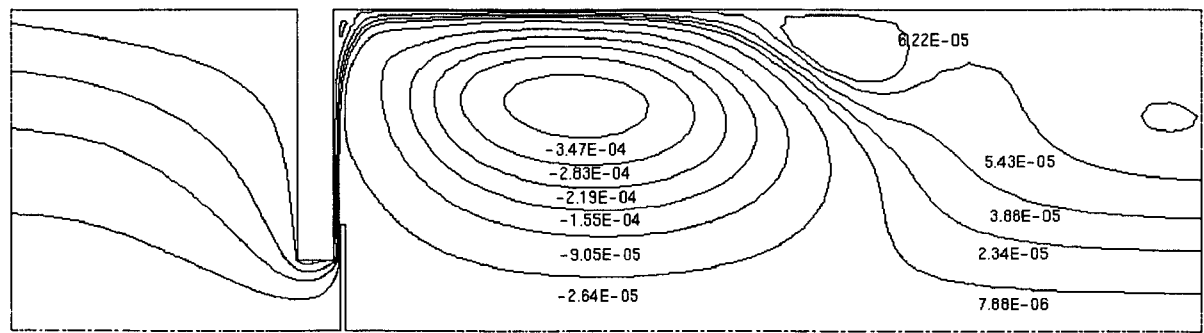


Figura 3.28 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 2\pi$, para o caso 4.

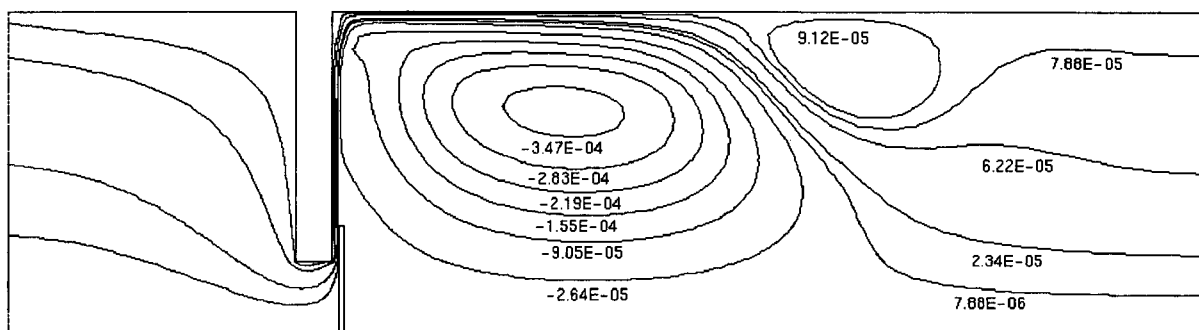


Figura 3.29 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi/3$, para o caso 4.

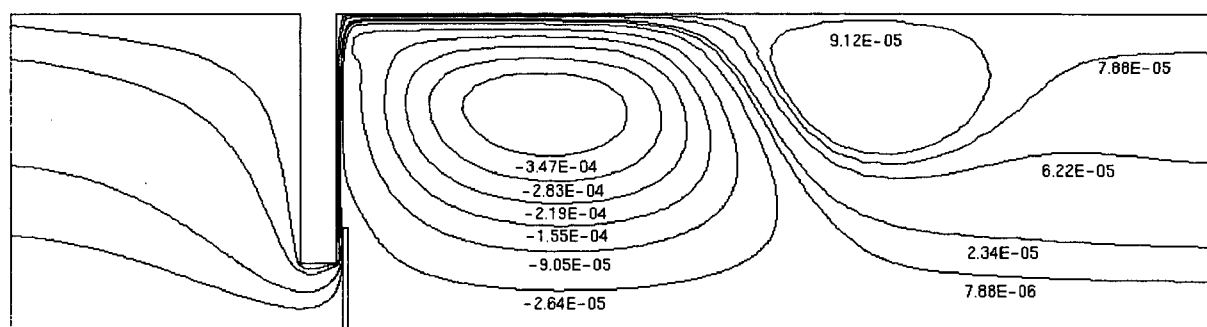


Figura 3.30 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 8\pi/3$, para o caso 4.

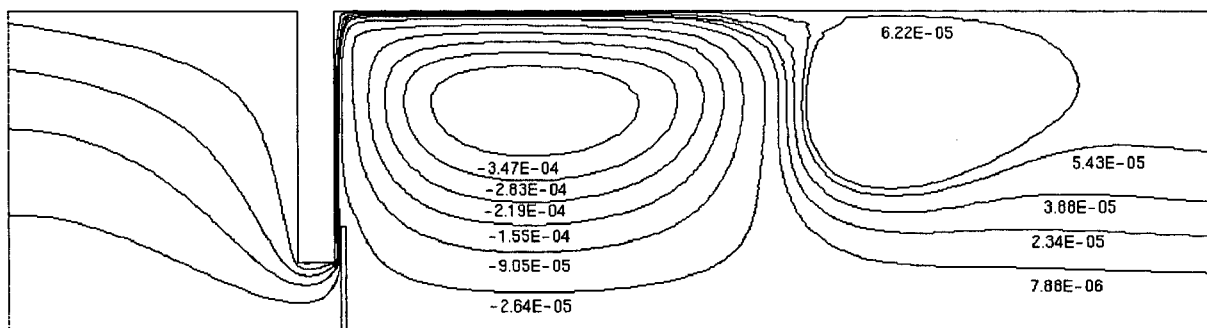


Figura 3.31 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 3\pi$, para o caso 4.

Observa-se em todas as linhas de corrente que o fluido sai do difusor radial (válvula) com tal intensidade que atinge as paredes do cilindro, provocando uma mudança de direção e uma grande recirculação no cilindro após a válvula. Esta recirculação, por sua vez, gera uma região de baixa pressão em parte da fronteira de saída do domínio computacional que resulta na entrada de fluido através desta fronteira.

Diante do aspecto da não periodicidade apresentado pelas linhas de corrente na região de

baixa pressão junto a fronteira de saída, realizaram-se novas simulações, utilizando-se o caso 2 como referência. Este caso foi simulado com incremento de tempo igual à metade do valor utilizado na primeira simulação, e os resultados apresentados foram idênticos aos obtidos anteriormente. Idênticos também foram os resultados gerados quando os critérios de convergência foram tornados mais rígidos. Desta forma, conclui-se que tal comportamento não está relacionado a fatores de convergência. Finalmente realizou-se a simulação do caso 2 com um tempo final superior, $\omega t = 7\pi$, e mesmo assim não se obteve a periodicidade nas linhas de corrente, como pode ser verificado através de comparação entre as Figs. 3.11, 3.17, 3.32 e 3.33, que representam o escoamento em condições idênticas em relação às condições de contorno impostas.

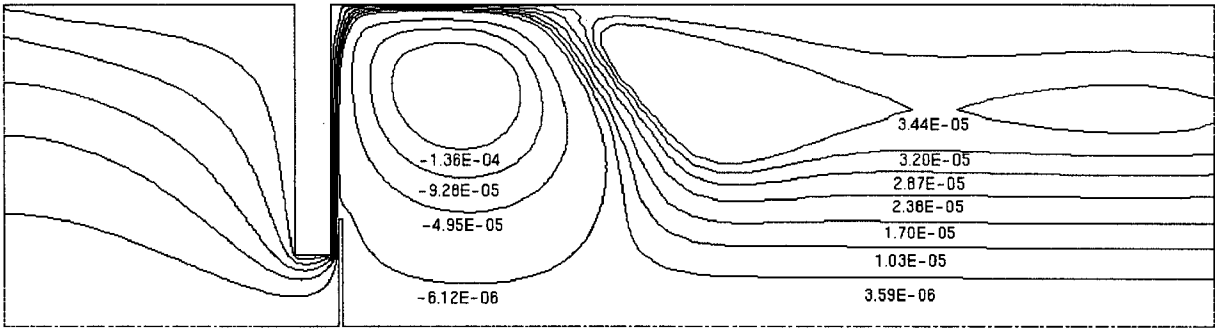


Figura 3.32 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 5\pi$, para o caso 2.

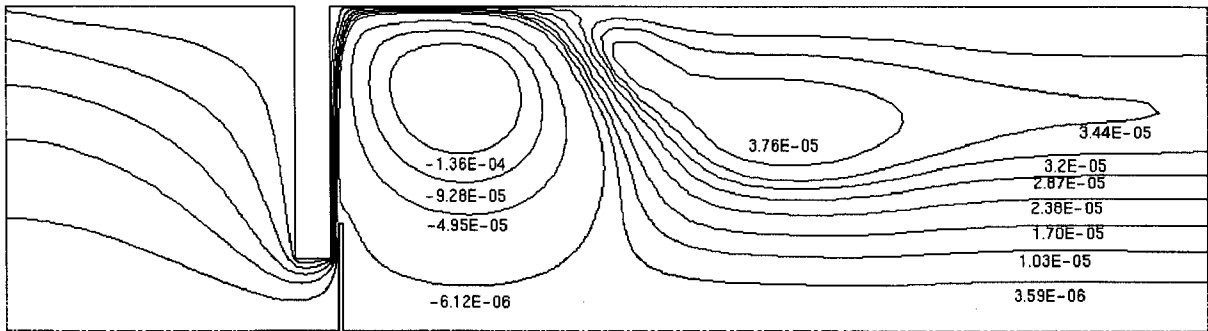


Figura 3.33 - Linhas de corrente no instante $\omega t = 7\pi$, para o caso 2.

O comportamento dos campos de pressão, diferentemente do que foi observado para as linhas de corrente, apresentaram periodicidade, como pode ser verificado no comportamento da

força hidrodinâmica resultante sobre a palheta, ilustrado na Fig. 3.34.

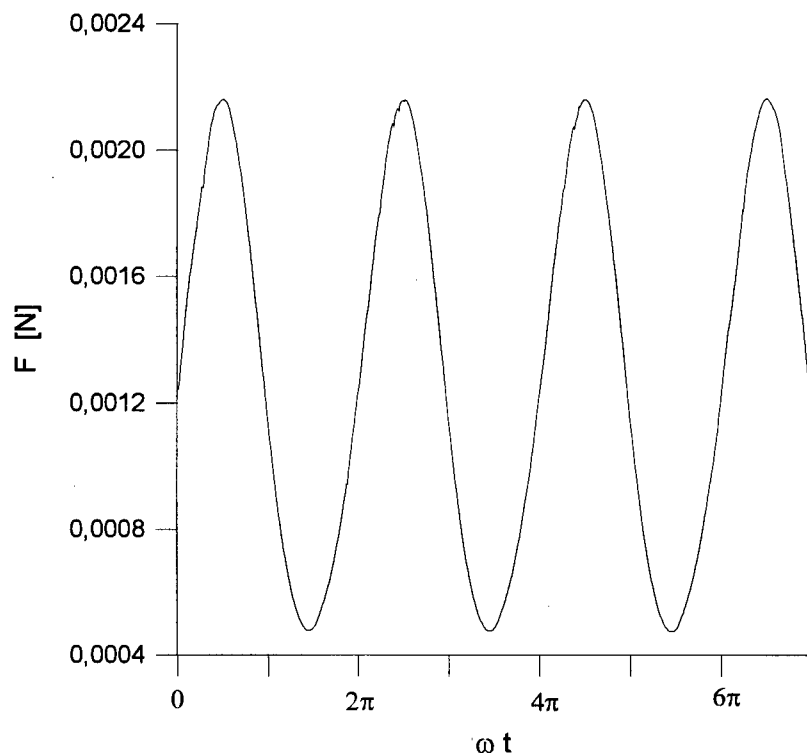


Figura 3.34 - Comportamento da força hidrodinâmica resultante sobre a palheta - Caso 2.

A partir dos resultados obtidos neste estudo mais detalhado realizado para o caso 2, conclui-se que as análises do escoamento em questão podem ser realizadas a partir dos resultados obtidos com a simulação dos casos em que o tempo final foi estipulado em $\omega.t = 3\pi$, pois o escoamento na região de interesse (válvula) não é afetada pelo fato das linhas de corrente não apresentarem comportamento periódico na região próxima à fronteira de saída.

A determinação dos perfis de pressão sobre a palheta é de extrema importância, pois permite o entendimento do escoamento nesta região, e também a determinação da força hidrodinâmica sobre a palheta. As Figs. 3.35 e 3.36 ilustram a variação do perfil de pressão sobre a palheta dentro de um período de variação do escoamento, para o caso 1.

As Figs. 3.37 e 3.38 ilustram da mesma forma o comportamento da pressão sobre a palheta para o caso 2, enquanto as Figs. 3.39 e 3.40 ilustram o caso 3 e finalmente as Figs. 3.41 e 3.42, o caso 4.

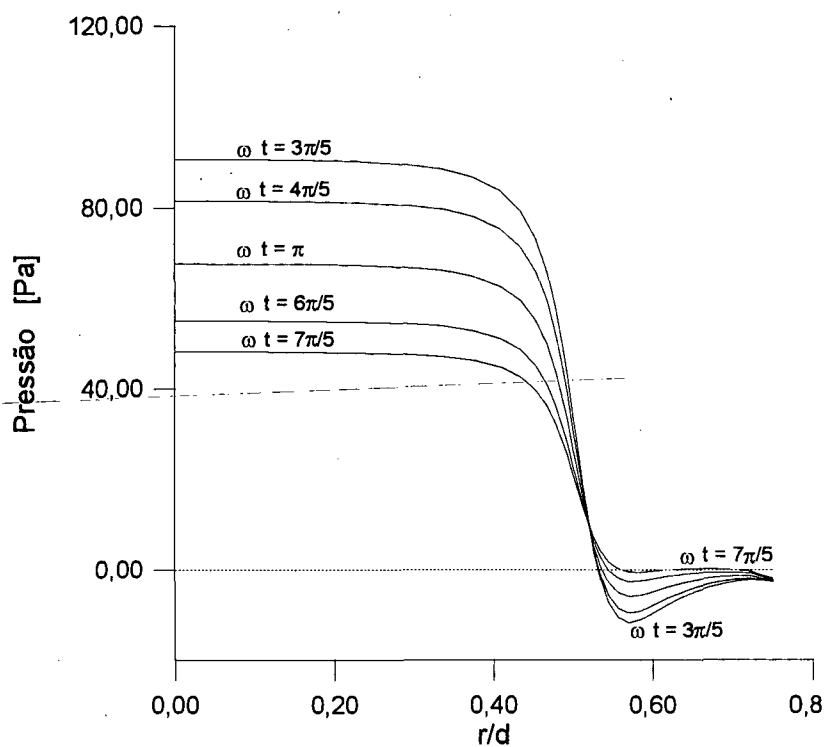


Figura 3.35 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 1.

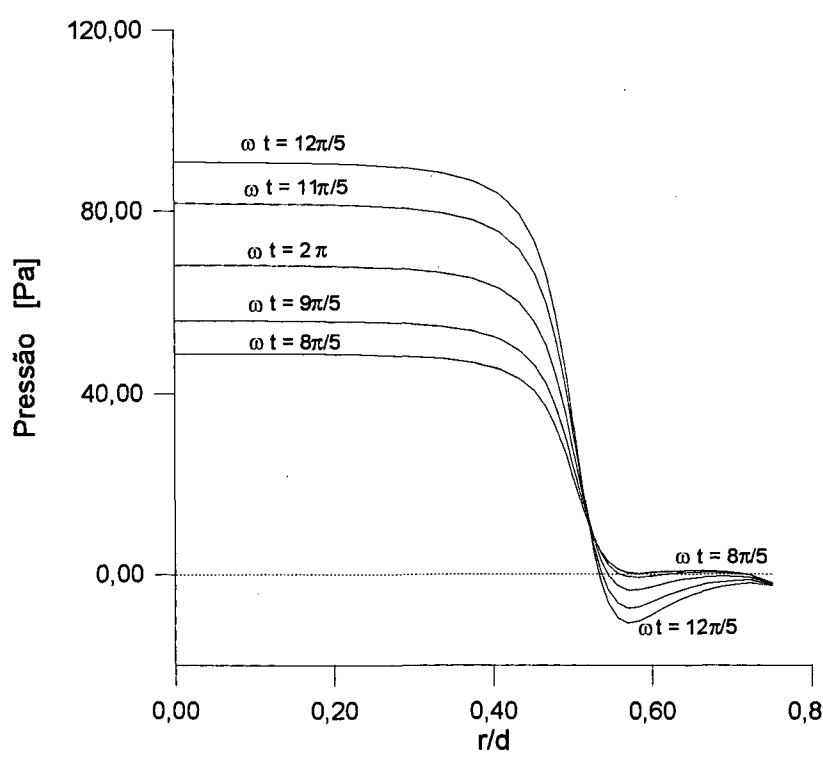


Figura 3.36 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 1.

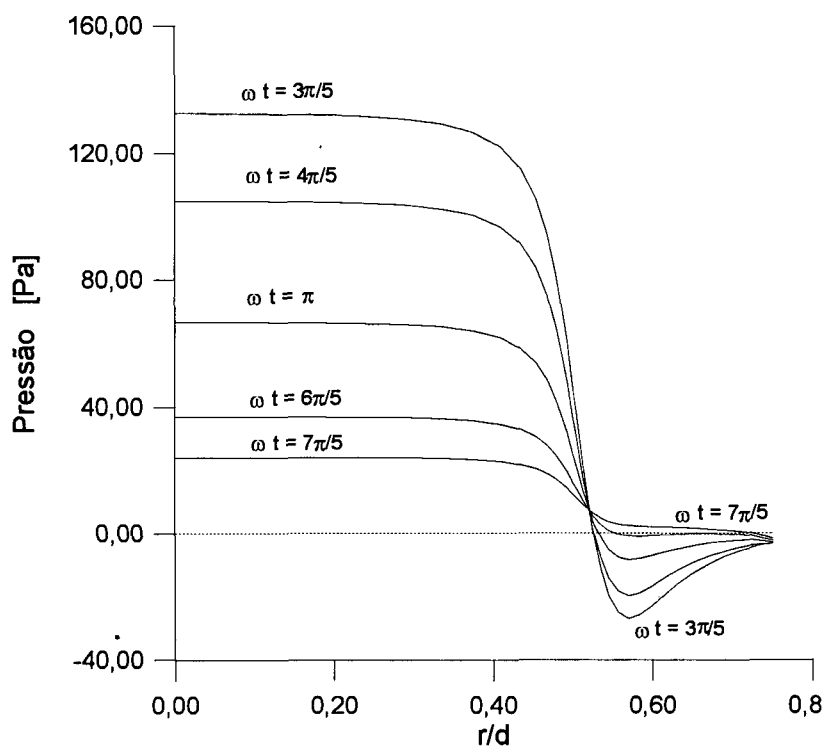


Figura 3.37 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 2.

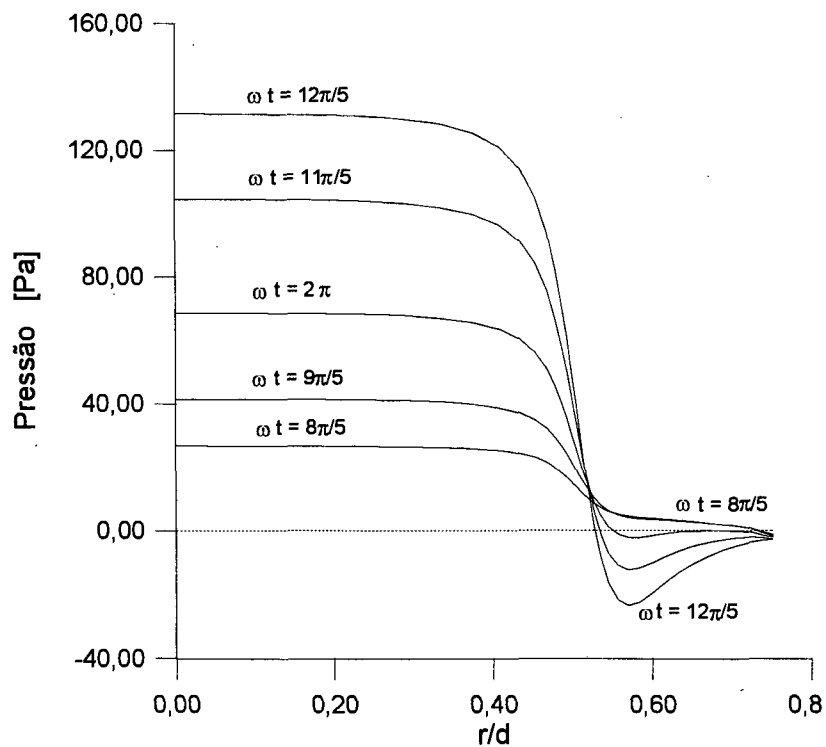


Figura 3.38 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 2.

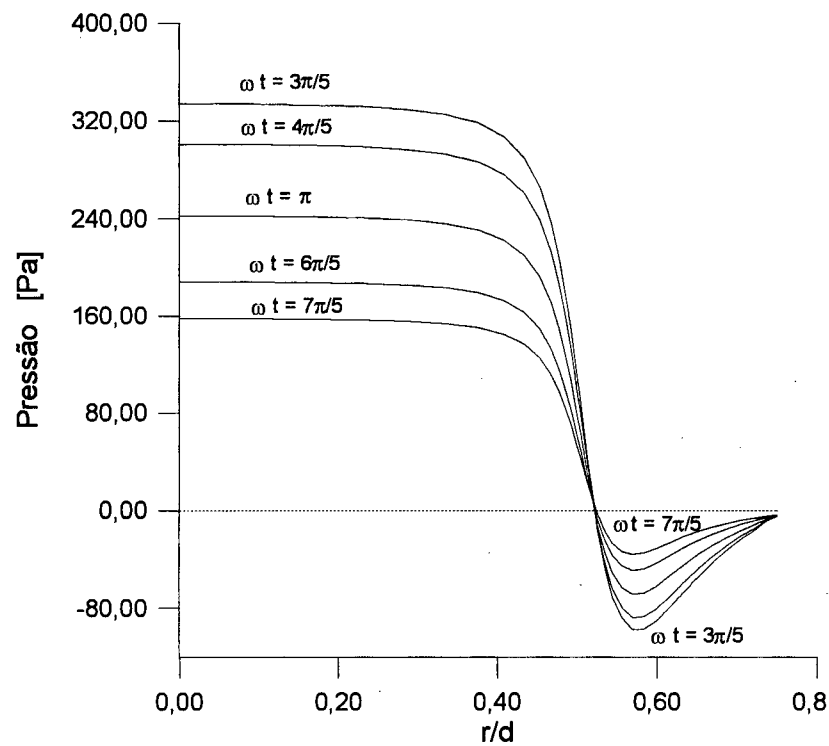


Figura 3.39 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 3.

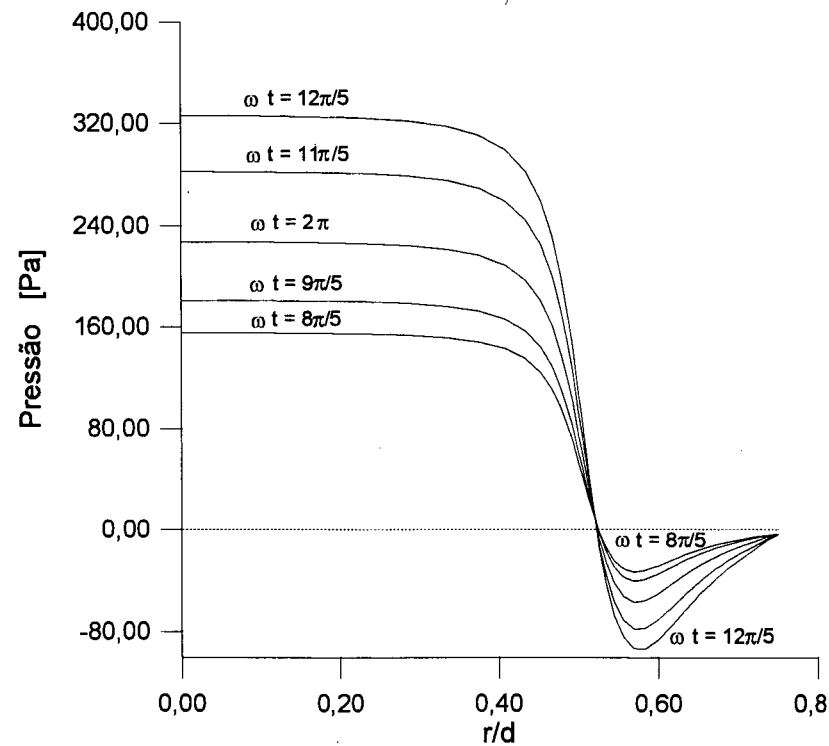


Figura 3.40 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 3.

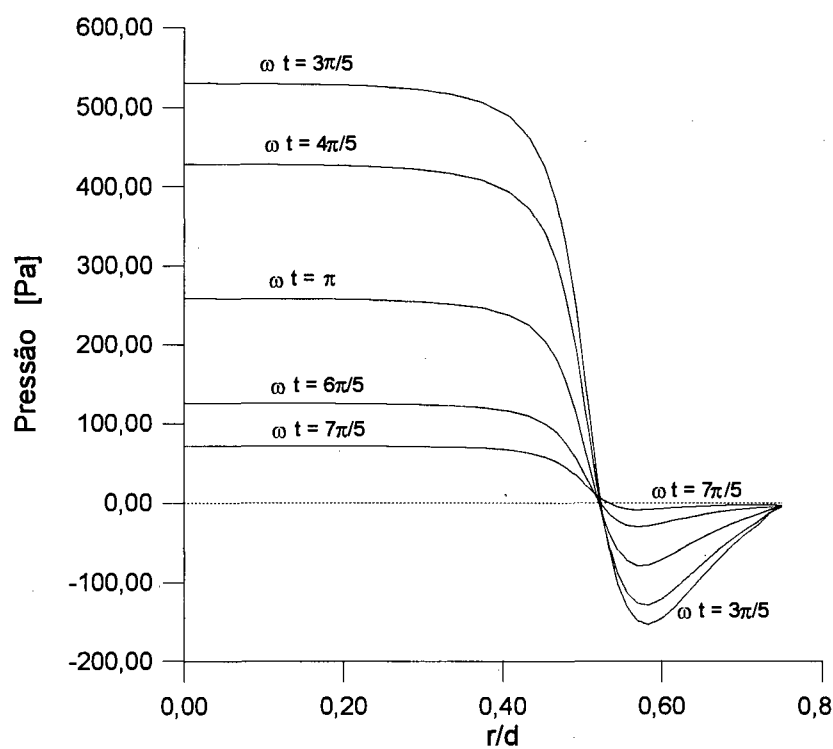


Figura 3.41 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $3\pi/5 \leq \omega t \leq 7\pi/5$, no caso 4.

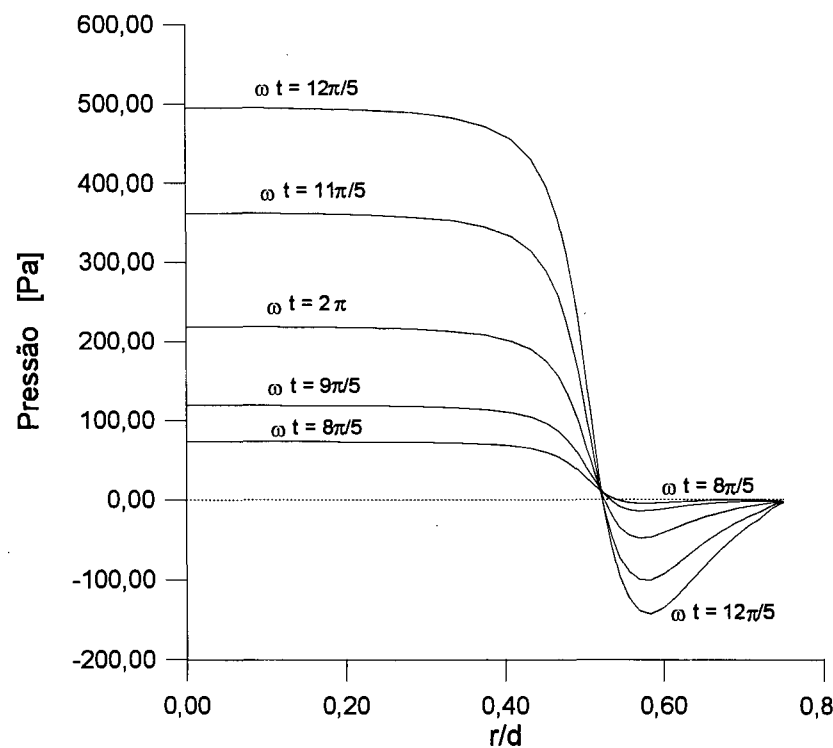


Figura 3.42 - Comportamento do perfil de pressão sobre a palheta, $8\pi/5 \leq \omega t \leq 12\pi/5$, no caso 4.

As distribuições de pressão apresentam um patamar na região correspondente à área da palheta que recebe frontalmente o impacto do fluido ($r/d \leq 0,5$). Este patamar ocorre devido à criação de uma região central de estagnação do fluido, consequência do pequeno afastamento entre palheta e assento.

Logo após a região de estagnação, observa-se uma queda de pressão próxima à entrada do difusor ($r/d = 0,5$), decorrente da mudança de direção do fluxo. O fluido que tenderia a escoar axialmente é forçado a escoar radialmente, criando então uma região de recirculação, com conseqüente aceleração e queda de pressão. Este fenômeno pode ser visualizado na Fig. 3.43.

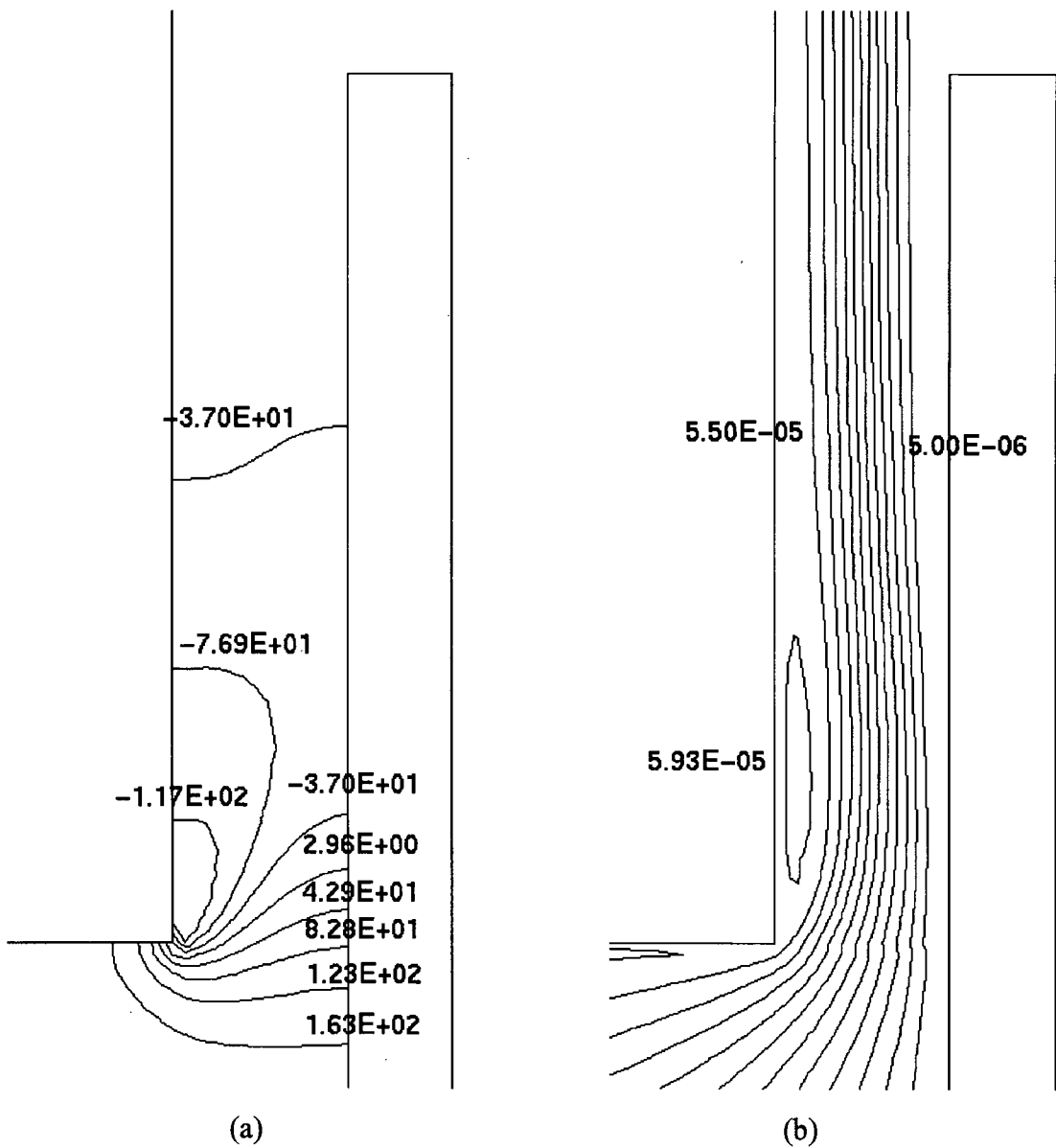


Figura 3.43 - Escoamento na entrada do difusor, caso 3 e $\omega t = \pi$:

(a) Isobáricas [Pa]; (b) Linhas de corrente [m^2/s].

À medida que o fluido escoar ao longo do difusor, a pressão tende para o valor apresentado em sua saída.

A observação dos campos de linhas de corrente, pressão e velocidades apresentados, permitiu a análise qualitativa do escoamento em estudo. Na sequência alguns resultados quantitativos serão apresentados.

3.5.2. Forças hidrodinâmicas sobre a palheta

O conhecimento das forças hidrodinâmicas que atuam sobre a palheta é de fundamental importância para a determinação do seu movimento, pois, como já mencionado, o escoamento é responsável pela abertura e fechamento das válvulas automáticas.

A força exercida pelo fluido é obtida pela integração do campo de pressão ao longo da palheta,

$$F = \int_0^{2\pi D/2} \int_0^D p r dr d\theta \quad (3.4)$$

Na geometria abordada, duas forças hidrodinâmicas atuam sobre a palheta, uma devida ao escoamento no difusor radial e outra devida ao escoamento atrás da palheta. Para os casos simulados estas duas forças foram computadas, bem como, a força resultante da combinação destas forças. Nas Figs. 3.44 a 3.47 são apresentados, para cada caso estudado, os comportamentos das duas forças mencionadas e também da sua resultante.

Algumas perturbações na solução numérica foram observadas, como se pode visualizar principalmente na Fig. 3.45, mas no entanto, tais perturbações não inviabilizaram o estudo aqui desenvolvido.

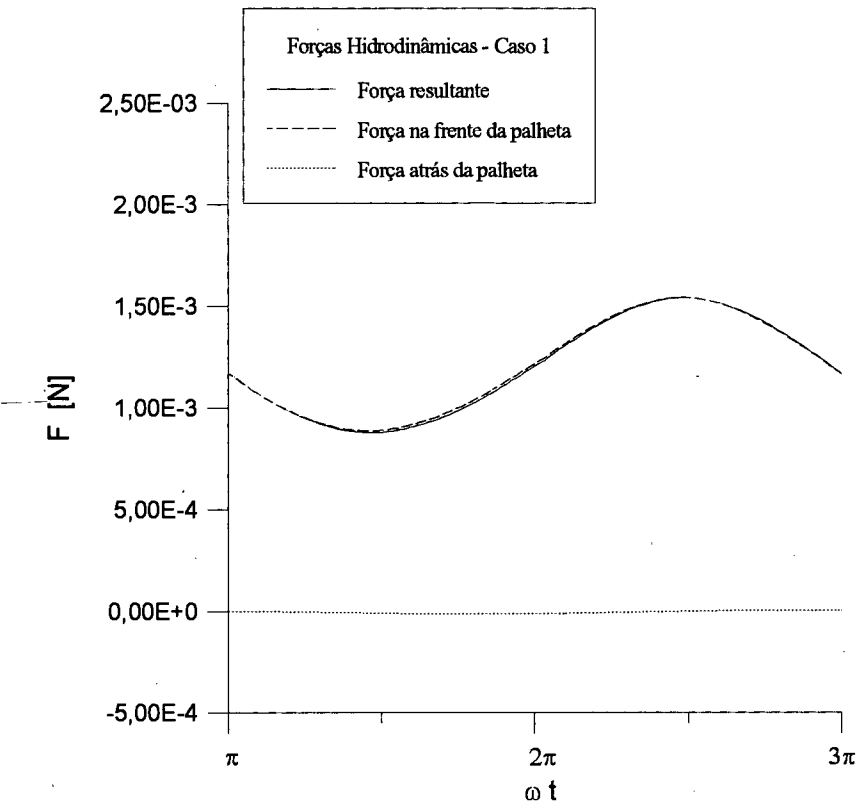


Figura 3.44 - Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 1: $a = 0,2$ e $Re = 540$.

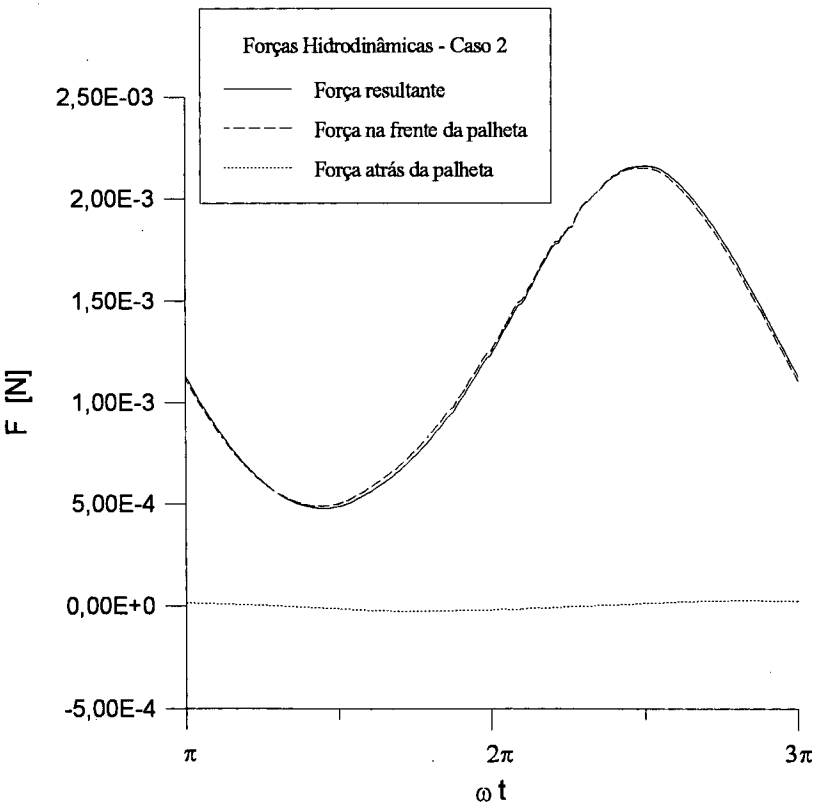


Figura 3.45 - Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 2: $a = 0,5$ e $Re = 540$.

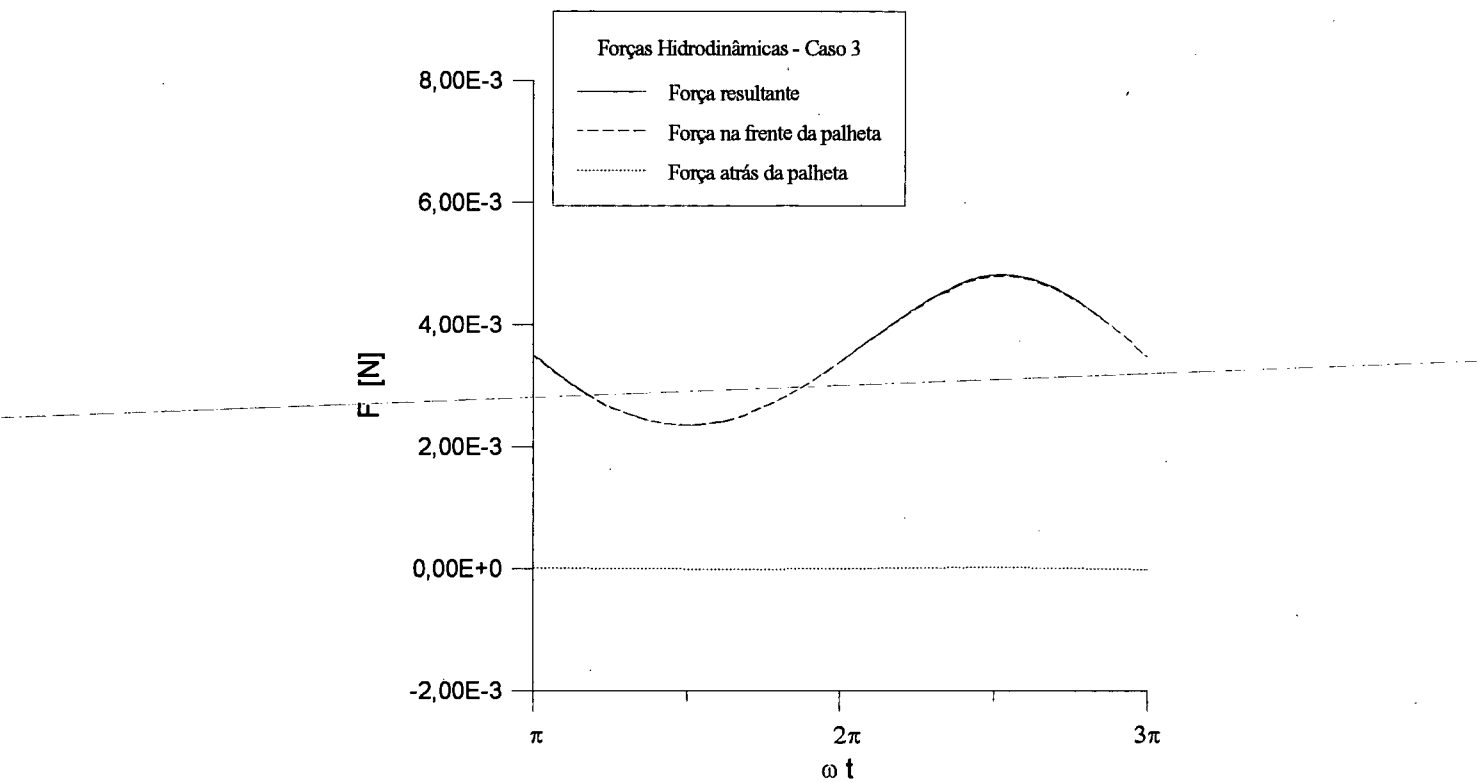


Figura 3.46 - Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 3: $a = 0,2$ e $Re = 1080$.

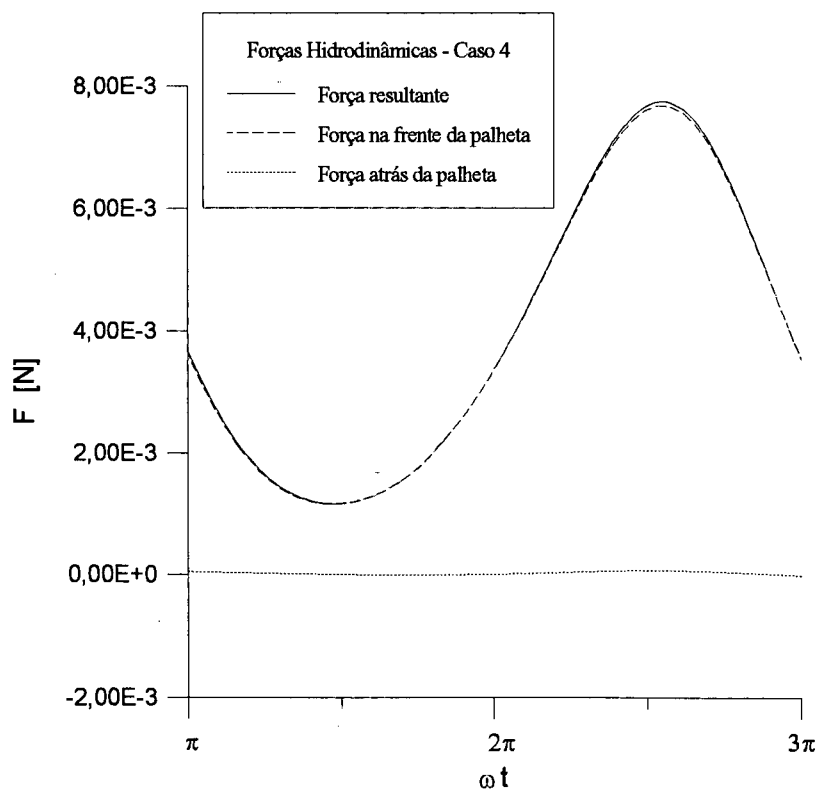


Figura 3.47 - Forças hidrodinâmicas atuantes na palheta para o caso 4: $a = 0,5$ e $Re = 1080$.

A análise dos resultados apresentados permite concluir que a força atuante atrás da palheta tem pouca influência na força hidrodinâmica resultante, para a modelação utilizada.

A solução do escoamento atrás da palheta mostrou-se ser de menor importância para a análise do seu comportamento dinâmico. Assim, tal região não será abordada na etapa seguinte deste trabalho, reduzindo-se o tempo computacional sem prejudicar o modelo.

3.5.3. Velocidade média na entrada do orifício de passagem

O modelo elaborado para representar o sistema da válvula de descarga de um compressor alternativo procurou analisar o escoamento no cilindro, na válvula e na câmara de descarga. A geometria empregada, aliada ao caráter transiente do escoamento, resultou, no entanto, em tempos computacionais muito elevados, em torno de 40 horas de CPU, em média, para cada caso. Tal limitação inviabilizou o estudo de uma quantidade maior de casos particulares.

Objetivando reduzir a geometria do modelo, a fim de reduzir o tempo computacional, realizaram-se algumas análises a partir dos resultados obtidos. O levantamento das forças hidrodinâmicas sobre a palheta, já apresentado, permitiu concluir que o escoamento na região posterior à válvula tem pouca influência na sua movimentação, e portanto, tal região pode ser excluída do modelo. A importância da região do cilindro que antecede o orifício de passagem será agora analisada, visando verificar se a sua presença no modelo é justificável.

Deschamps (1987) realizou um estudo da influência do comprimento do orifício de passagem na distribuição de pressão e na força sobre a palheta. Naquele estudo concluiu que para afastamentos de palheta usuais em compressores ($s/d \leq 0,2$), tanto a força como a distribuição de pressão são independentes do comprimento do orifício. Verificou ainda, que nos casos de pequenos afastamentos entre palheta e assento, o perfil de velocidade prescrito na entrada do orifício, também não tem influência sobre a força e a distribuição de pressão na palheta.

Baseando-se nos resultados de Deschamps, conclui-se que a velocidade pode ser prescrita na entrada do orifício de passagem, desde que os efeitos de compressibilidade não sejam significativos na região do cilindro. Para verificar tal hipótese, comparou-se o comportamento da velocidade média na entrada do orifício obtido nos casos abordados, com o comportamento estimado considerando-se o escoamento incompressível.

A velocidade estimada foi obtida da relação,

$$v_o^* = v \left(\frac{D_c}{d} \right)^2 \quad (3.5)$$

onde,

v_o^* - velocidade na entrada do orifício, estimada considerando-se escoamento incompressível;

v - velocidade prescrita na entrada do cilindro;

D_c - diâmetro do cilindro;

d - diâmetro do orifício de passagem.

As Figs. 3.48 a 3.51 apresentam, de forma comparativa, os comportamentos das velocidades estimada e obtida na entrada do orifício de passagem para os casos simulados.

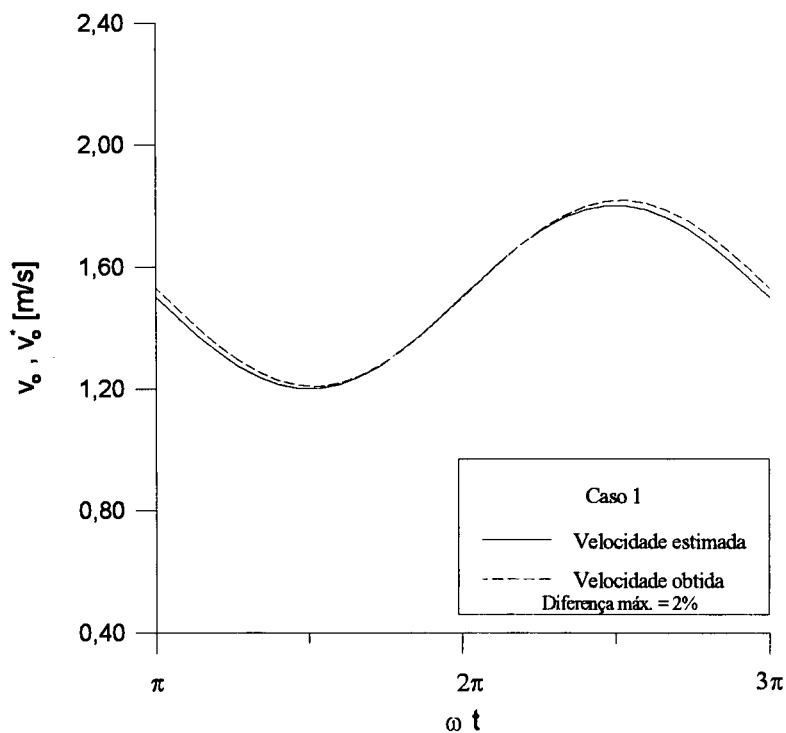


Figura 3.48 - Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 1: $a = 0,2$ e $Re = 540$.

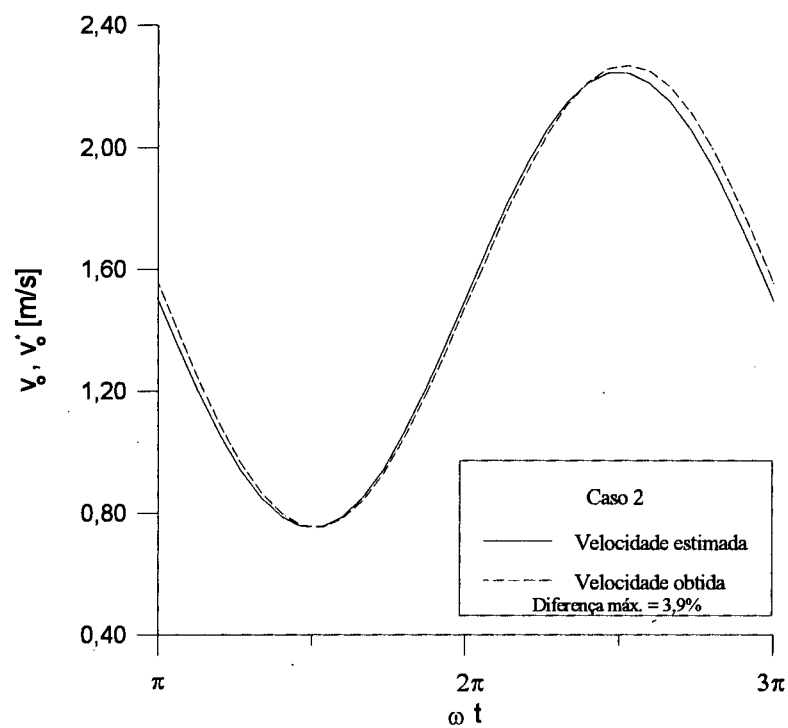


Figura 3.49 - Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 2: $a = 0,5$ e $Re = 540$.

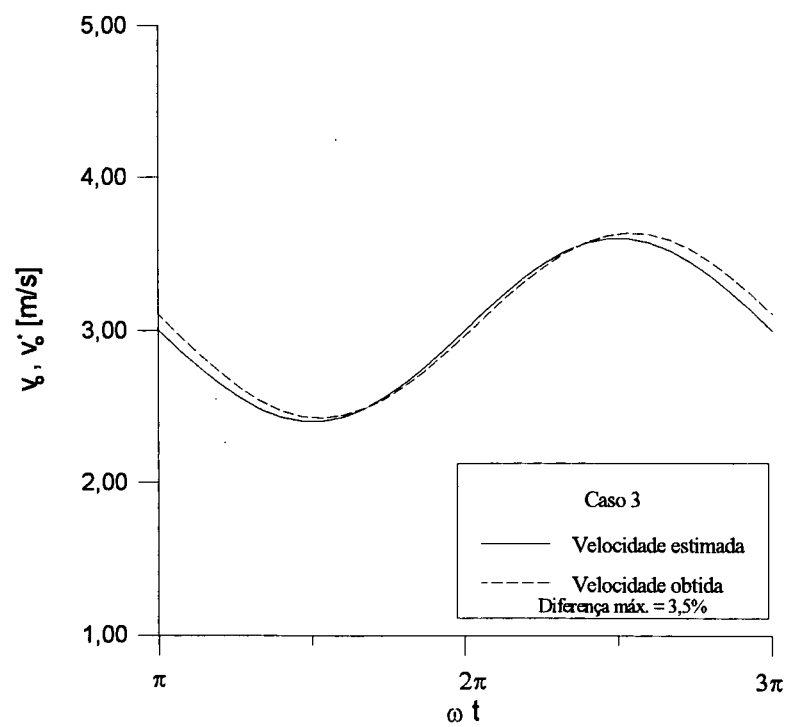


Figura 3.50 - Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 3: $a = 0,2$ e $Re=1080$.

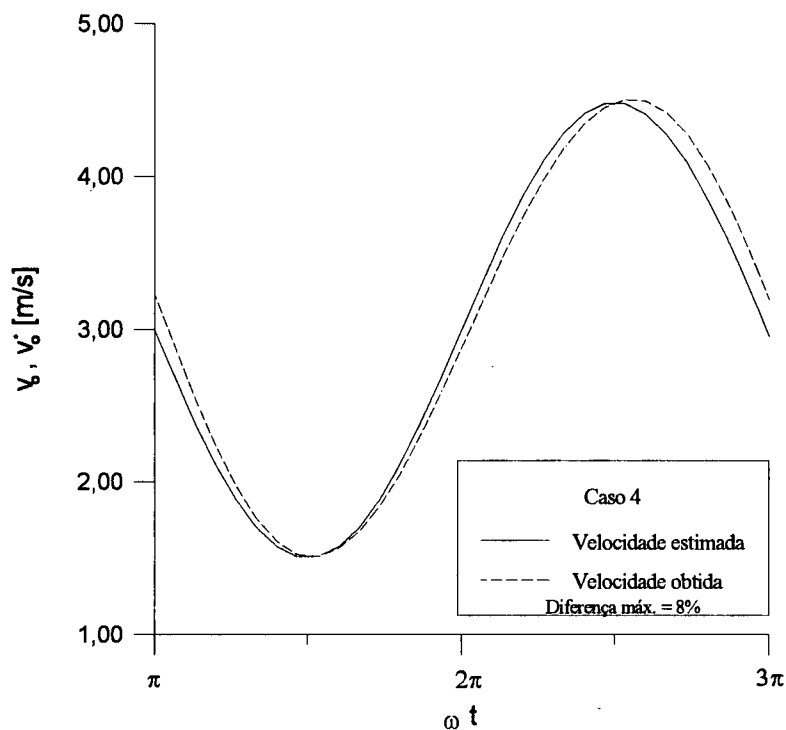


Figura 3.51 - Comparação entre a velocidade média estimada e a velocidade média real do escoamento na entrada do orifício de passagem para o caso 4: $a = 0,5$ e $Re=1080$.

A pequena diferença observada permitiu concluir que os efeitos de compressibilidade na região do cilindro são reduzidos, e que portanto, pode-se alterar o modelo através da prescrição da velocidade diretamente na entrada do orifício de passagem.

Baseando-se nos resultados apresentados neste capítulo, a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta será conduzida através do uso de um modelo onde somente a geometria do difusor radial será abordada.

ESCOAMENTO PERIÓDICO COM PALHETA MÓVEL

4.1. Introdução

Seguindo a mesma metodologia da primeira parte do trabalho, o modelo matemático foi adaptado para considerar a movimentação da palheta.

A solução do escoamento em um domínio que se altera com o passar do tempo foi obtida através de uma transformação de coordenadas, que consistiu na obtenção de um sistema de coordenadas móveis (ξ, r, t) a partir do sistema de coordenadas inercial (z, r, t) .

O modelo numérico obtido, utilizando o sistema de coordenadas móveis, é apresentado neste capítulo. Neste modelo é realizado o acoplamento entre a dinâmica da válvula e o escoamento do fluido. Os resultados das validações e simulações realizadas também são apresentados.

4.2. Modelo Numérico

O modelo numérico para a análise do comportamento dinâmico da válvula, deve considerar dois novos fatores:

- (i) a necessidade de se obter a solução do escoamento em um domínio que se altera com o tempo;
- (ii) o acoplamento entre a dinâmica da válvula e o escoamento do fluido através da mesma.

A seguir é apresentado o desenvolvimento do modelo aqui empregado, enfocando a forma com que estes fatores foram abordados.

4.2.1. Sistema de coordenadas

O estudo realizado através da solução do escoamento periódico sobre a palheta fixa, descrito no capítulo anterior, permitiu concluir que a geometria mais adequada para a presente simulação, considerando o compromisso entre a precisão e o tempo computacional, é a do difusor radial, como ilustra a Fig. 4.1.

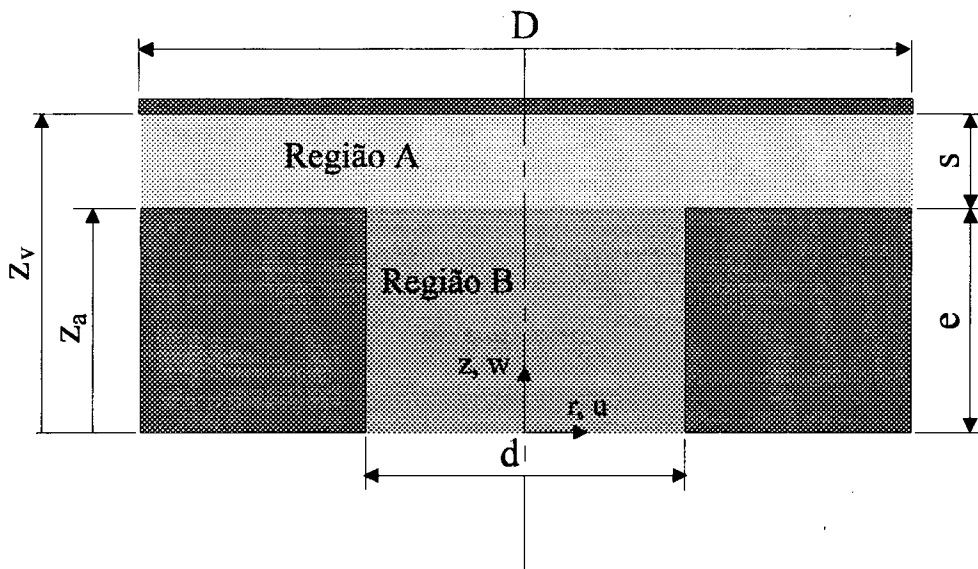


Figura 4.1 - Difusor radial utilizado para a análise do comportamento dinâmico da válvula.

Com a movimentação da palheta, o domínio de cálculo pode ser entendido como sendo composto por um domínio fixo (região B) e por um domínio móvel (região A), cuja dimensão s é uma função do tempo, $s = s(t)$.

No capítulo 2 as equações que governam o escoamento (Eqs. 2.3 a 2.6) são apresentadas no sistema de coordenadas inercial (z, r, t) . No entanto, do ponto de vista computacional, é mais conveniente aplicar uma transformação de coordenadas, obtendo-se estas equações em um sistema de coordenadas móveis (ξ, r, t) . Esta transformação foi desenvolvida por Watkins (1977), e vem sendo empregada em trabalhos como o de Recktenwald (1989) e Ströll e outros (1993).

Para transformar as equações governantes, considera-se que o domínio móvel (região A da Fig. 4.1) se expande e se contrai somente na direção z . Considera-se ainda que cada superfície da malha computacional tem um único valor de ξ , o qual não muda com o tempo. Sendo assim,

podemos obter as equações no sistema de coordenadas (ξ, r, t) através da relação,

$$\frac{z - z_1}{z_2 - z_1} = \frac{\xi - \xi_1}{\xi_2 - \xi_1} \quad (4.1)$$

onde os subscritos 1 e 2 denotam superfícies de referência no domínio de cálculo, e que, no presente modelo, correspondem à superfície do assento da válvula ($z_1 = z_a$ e $\xi_1 = 0$) e à superfície da palheta ($z_2 = z_v(t)$ e $\xi_2 = 1$), respectivamente.

Embora ξ seja constante para uma determinada superfície na malha, tais superfícies se movimentam com relação a uma referência inercial. Assim,

$$\left. \frac{d\xi}{dt} \right|_{\text{sist.movel}} = \frac{\partial \xi}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} + \left. \frac{\partial \xi}{\partial t} \right|_{\text{sist.inercial}} = 0 \quad (4.2)$$

de onde se obtém que,

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = - \frac{\partial \xi}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} \quad (4.3)$$

Nas expressões acima identifica-se a derivada parcial que representa a velocidade local da malha, w_g ,

$$w_g = \frac{dz}{dt} \quad (4.4)$$

Para o domínio em questão w_g pode ser expressa por,

$$w_g = \begin{cases} 0 & , \text{ se } z < z_a \\ \frac{z - z_a}{z_v(t) - z_a} \cdot \frac{dz_v(t)}{dt} & , \text{ se } z_a \leq z \leq z_v \end{cases} \quad (4.5)$$

onde,

z_a - posição do assento da válvula (ver Fig. 4.1);

z_v - posição da palheta (ver Fig. 4.1);

$\frac{dz_v(t)}{dt}$ - velocidade da palheta.

A velocidade absoluta do fluido em relação ao sistema inercial (z, r, t) é a soma da velocidade local da malha e da velocidade do fluido em relação à malha, \tilde{w} ,

$$w = w_g + \tilde{w} \quad (4.6)$$

Definida a transformação de coordenadas, pode-se expressar as derivadas parciais do sistema inercial (z, r, t) no sistema móvel (ξ, r, t), como segue,

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial \xi}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (4.7)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial r} \right|_{\text{sist.inercial}} = \left. \frac{\partial}{\partial r} \right|_{\text{sist.movel}} \quad (4.8)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{\text{sist.inercial}} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} + \left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{\text{sist.movel}} \quad (4.9)$$

onde, por conveniência, fez-se

$$L = \frac{\partial z}{\partial \xi} \quad (4.10)$$

O inverso do jacobiano da transformação, L , permite que as seguintes correlações sejam identificadas,

$$\Delta z = L \cdot \Delta \xi \quad (4.11)$$

$$\Delta V = L \cdot \Delta V_T \quad (4.12)$$

onde,

ΔV = volume no domínio físico;

ΔV_T = volume no domínio transformado.

Aplicando a transformação de coordenadas, as equações governantes (Eqs. 2.3 a 2.6) no sistema de coordenadas (ξ, r, t) ficam expressas como se segue.

Equação da conservação da massa

$$\frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho)}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w})}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u)}{\partial r} = 0 \quad (4.13)$$

Equações de Navier-Stokes

- componente r :

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w} u)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u u)}{\partial r} = & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ & + \frac{\mu}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) - \frac{\mu \cdot u}{r^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

- componente ξ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho w)}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w} w)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u w)}{\partial r} = -\frac{1}{L} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) \\ + \frac{\mu}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial w}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{3} \frac{\mu}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} (\overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Equação da energia térmica

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho T)}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w} T)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u T)}{\partial r} = \frac{k}{c_v} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) \right] \\ - \frac{p(\overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}})}{c_v} + \frac{\tilde{\phi}}{c_v} \end{aligned} \quad (4.16)$$

onde,

$\overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}}$ - divergente do vetor velocidade expresso no sistema de coordenadas (ξ, r, t) , conforme apresentado no Apêndice I;

$\tilde{\phi}$ - dissipação viscosa expressa no sistema de coordenadas (ξ, r, t) , conforme apresentado no Apêndice I.

4.2.2. Discretização das equações governantes

As equações diferenciais que governam o escoamento do fluido, agora expressas no sistema de coordenadas móvel, Eqs. 4.13 a 4.16, são agora integradas nos volumes elementares que subdividem o domínio computacional. Tal procedimento, fundamentado no método dos volumes finitos, resultará em um conjunto de equações algébricas, que resolvido fornecerá as variáveis de interesse, no que se refere ao escoamento através da válvula.

As Eqs. 4.13 a 4.16 podem ser expressas na seguinte forma genérica,

$$\frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho\phi)}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w}\phi)}{\partial \xi} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u\phi)}{\partial r} = -\hat{P}^\phi + \hat{S}^\phi + \Gamma^\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \Gamma^\phi \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \quad (4.17)$$

onde ϕ , Γ^ϕ , \hat{P}^ϕ e \hat{S}^ϕ são definidos, para cada equação, como apresentado na tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Definição das variáveis dependentes, coeficientes de difusão e termos fontes da equação diferencial genérica.

Equação	ϕ	Γ^ϕ	\hat{p}^ϕ	\hat{S}^ϕ
Conservação da massa	1	0	0	0
Navier-Stokes componente r	u	μ	$\frac{\partial p}{\partial r}$	$-\frac{\mu \cdot u}{r^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\vec{\nabla}} \cdot \bar{\vec{\nabla}})$
Navier-Stokes componente ξ	w	μ	$\frac{1}{L} \frac{\partial p}{\partial \xi}$	$\frac{1}{3} \frac{\mu}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{\vec{\nabla}} \cdot \bar{\vec{\nabla}})$
Conservação da energia térmica	T	$\frac{k}{c_v}$	0	$-\frac{p(\bar{\vec{\nabla}} \cdot \bar{\vec{\nabla}})}{c_v} + \frac{\tilde{\phi}}{c_v}$

Integrando cada termo da equação genérica, Eq. 4.17, no tempo e sobre um volume de controle elementar, como ilustrado na Fig. 4.2, obtém-se a equação genérica na forma discreta.

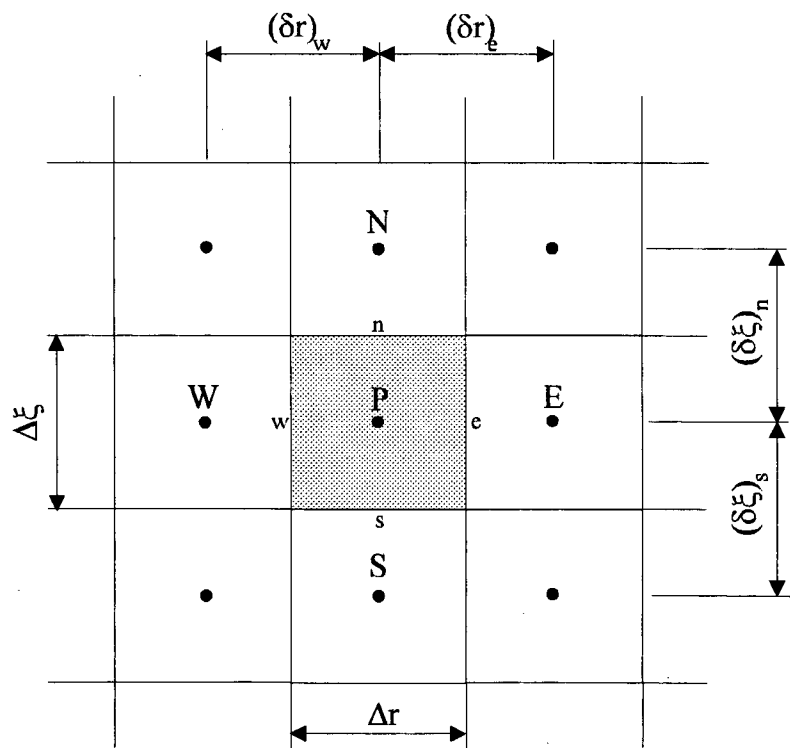


Figura 4.2 - Volume de controle elementar no domínio ξ, r .

O primeiro termo da Eq. 4.17, o termo temporal, é integrado como segue,

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \frac{1}{L} \frac{\partial(L\rho\phi)}{\partial t} r d\theta dr d\xi dt = \frac{1}{L} \left[(\rho L\phi)_p - (\rho L\phi)_p^o \right] r \Delta\theta \Delta r \Delta\xi = \frac{M_p \phi_p - M_p^o \phi_p^o}{L} \quad (4.18)$$

onde :

$$M_p = \rho_p \Delta V = \rho_p r \Delta\theta \Delta r \Delta z \quad (4.19)$$

$$M_p^o = \rho_p^o \Delta V^o = \rho_p^o r \Delta\theta \Delta r \Delta z^o \quad (4.20)$$

sendo que o sobrescrito 'o' denota que as grandezas foram avaliadas no instante de tempo t enquanto que as demais foram avaliadas no instante de tempo $t + \Delta t$. No termo discretizado obtido, não fica evidenciado o uso de um sistema de coordenadas móvel, e isto se deve ao fato do uso da relação dada pela Eq. 4.12 na etapa final da discretização.

A integração dos termos convectivos da equação genérica fornece,

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \frac{1}{L} \frac{\partial(\rho \tilde{w} \phi)}{\partial \xi} r d\theta dr d\xi dt = \frac{\dot{M}_n \phi_n \Delta t - \dot{M}_s \phi_s \Delta t}{L} \quad (4.21)$$

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial r} r d\theta dr d\xi dt = \frac{\dot{M}_e \phi_e \Delta t - \dot{M}_w \phi_w \Delta t}{L} \quad (4.22)$$

onde os fluxos de massa nas faces do volume de controle são dados por,

$$\dot{M}_n = (\rho \tilde{w})_n A_n \quad (4.23)$$

$$\dot{M}_s = (\rho \tilde{w})_s A_s \quad (4.24)$$

$$\dot{M}_e = (\rho u)_e A_e \quad (4.25)$$

$$\dot{M}_w = (\rho u)_w A_w \quad (4.26)$$

sendo as áreas das faces do volume de controle no domínio físico dadas por,

$$A_e = r_e \Delta z \quad (4.27)$$

$$A_w = r_w \Delta z \quad (4.28)$$

$$A_n = A_s = \left(\frac{r_e + r_w}{2} \right) \Delta r \quad (4.29)$$

Os termos difusivos da Eq. 4.17 são integrados como se segue,

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \Gamma \phi \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) r d\theta dr d\xi dt = \frac{\Delta t \Gamma \phi}{L} \left[A_n \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n - A_s \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s \right] \quad (4.30)$$

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \Gamma^\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) r d\theta dr d\xi dt = \frac{\Delta t \Gamma^\phi}{L} \left[A_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_e - A_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_w \right] \quad (4.31)$$

Restam ainda as integrações dos termos de pressão e fonte da equação genérica,

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} -\hat{P}^\phi r d\theta dr d\xi dt = \frac{\mathfrak{I}[-\hat{P}^\phi] \Delta V \Delta t}{L} \quad (4.32)$$

$$\int_t \int_{r_w}^{r_e} \int_{\xi_s}^{\xi_n} \int_{\theta} \hat{S}^\phi r d\theta dr d\xi dt = \frac{\mathfrak{I}[\hat{S}^\phi] \Delta V \Delta t}{L} \quad (4.33)$$

onde $\mathfrak{I}[\]$ significa a aproximação numérica do termo entre colchetes. Sendo as aproximações empregadas no presente trabalho, facilmente identificadas nas equações discretizadas constantes do Apêndice II.

Após a realização da integração de todos os termos da Eq. 4.17, pode-se reescrevê-la como,

$$\begin{aligned} \frac{M_p \phi_p - M_p^o \phi_p^o}{\Delta t} + \dot{M}_n \phi_n - \dot{M}_s \phi_s + \dot{M}_e \phi_e - \dot{M}_w \phi_w = \mathfrak{I}[-\hat{P}^\phi] \Delta V + \mathfrak{I}[\hat{S}^\phi] \Delta V + \\ + \Gamma^\phi A_n \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n - \Gamma^\phi A_s \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s + \Gamma^\phi A_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_e - \Gamma^\phi A_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_w \end{aligned} \quad (4.34)$$

Na equação acima evidencia-se a necessidade da avaliação dos valores das variáveis nas faces dos volumes (n,s,e,w), que não são obtidas durante o processo de solução, o qual baseia-se na obtenção dos valores no centro dos volumes de controle. Tal avaliação é realizada através do emprego de métodos de interpolação. Neste trabalho utilizou-se o WUDS (*Weighted Upstream Differencing Scheme*) proposto por Raithby e Torrence (1974), no qual através de dois coeficientes, α e β , dependentes do número de Peclet, pondera-se os efeitos de convecção e difusão na realização da interpolação. Assim, os valores de ϕ e de suas derivadas podem ser escritos como,

$$\phi_e = (0,5 + \alpha_e) \phi_p + (0,5 - \alpha_e) \phi_E \quad (4.35)$$

$$\phi_w = (0,5 + \alpha_w) \phi_w + (0,5 - \alpha_w) \phi_P \quad (4.36)$$

$$\phi_n = (0,5 + \alpha_n) \phi_p + (0,5 - \alpha_n) \phi_N \quad (4.37)$$

$$\phi_s = (0,5 + \alpha_s) \phi_s + (0,5 - \alpha_s) \phi_P \quad (4.38)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_e = \frac{\beta_e (\phi_E - \phi_P)}{(\delta r)_e} \quad (4.39)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_w = \frac{\beta_w (\phi_P - \phi_w)}{(\delta r)_w} \quad (4.40)$$

$$\frac{1}{L} \left. \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right|_n = \frac{\beta_n (\phi_N - \phi_P)}{(\delta z)_n} \quad (4.41)$$

$$\frac{1}{L} \left. \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right|_s = \frac{\beta_s (\phi_P - \phi_s)}{(\delta z)_s} \quad (4.42)$$

onde,

$$\alpha_i = \frac{Pe_i^2}{10 + 2Pe_i^2} \quad (4.43)$$

$$\beta_i = \frac{1 + 0,005Pe_i^2}{1 + 0,05Pe_i^2} \quad (4.44)$$

com $i = e, w, n$ ou s .

Substituindo as Eqs. 4.35 a 4.42 na Eq. 4.34 obtém-se, após alguns algebrismos, a equação genérica discretizada,

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (4.45)$$

onde,

$$a_E = -0,5\dot{M}_e + |\alpha_e| |\dot{M}_e| + \Gamma^\phi \frac{\beta_e A_e}{(\delta r)_e} \quad (4.46)$$

$$a_W = 0,5\dot{M}_w + |\alpha_w| |\dot{M}_w| + \Gamma^\phi \frac{\beta_w A_w}{(\delta r)_w} \quad (4.47)$$

$$a_N = -0,5\dot{M}_n + |\alpha_n| |\dot{M}_n| + \Gamma^\phi \frac{\beta_n A_n}{(\delta z)_n} \quad (4.48)$$

$$a_S = 0,5\dot{M}_s + |\alpha_s| |\dot{M}_s| + \Gamma^\phi \frac{\beta_s A_s}{(\delta z)_s} \quad (4.49)$$

$$a_P = \frac{M_P^o}{\Delta t} + a_E + a_W + a_N + a_S \quad (4.50)$$

$$b = \frac{M_P^o \phi_P^o}{\Delta t} + \Im[\hat{S}^\phi]_P \Delta V + \Im[-\hat{P}^\phi]_P \Delta V \quad (4.51)$$

Note-se que a transformação de coordenadas não é aparente na equação discretizada, a menos do emprego da velocidade do fluido em relação a malha, \tilde{w} , nos fluxos de massa \dot{M}_n e \dot{M}_s .

O arranjo desencontrado de variáveis (Patankar, 1980) foi utilizado no presente modelo. Este arranjo consiste no uso de volumes de controle distintos para a integração das variáveis. A Fig. 4.3 ilustra como os diferentes volumes se correlacionam.

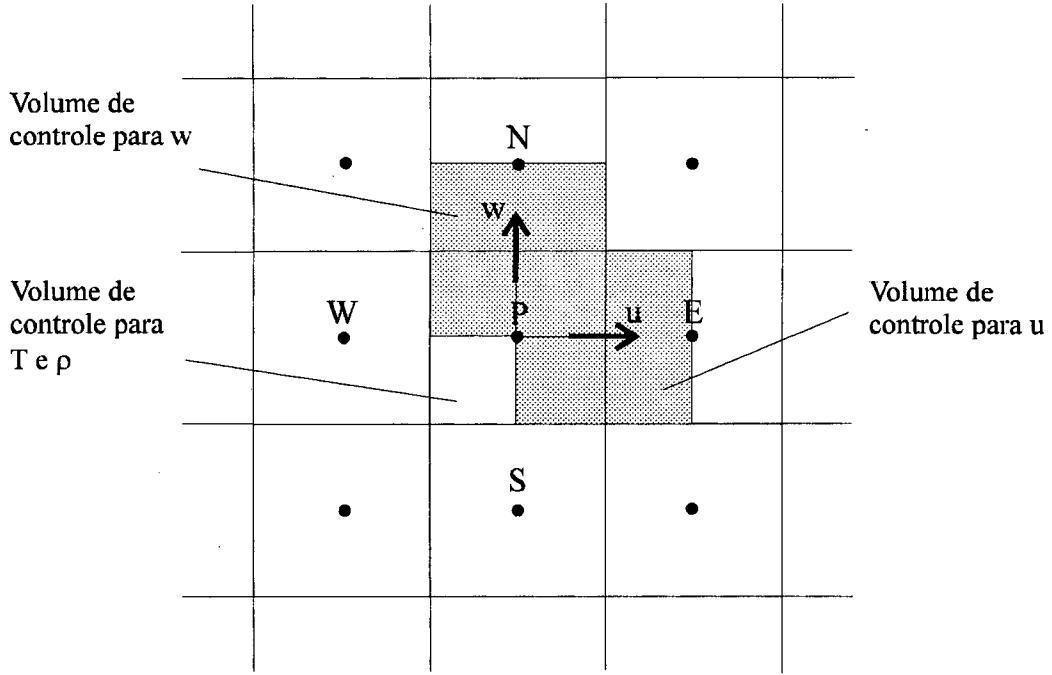


Figura 4.3 - Arranjo desencontrado de variáveis.

As equações discretizadas para as componentes do vetor velocidade, e para a temperatura são apresentadas no Apêndice II.

4.2.3. Acoplamento pressão-velocidade/densidade

Após realizada a discretização das equações governantes, dispõe-se de um sistema de equações algébricas lineares, formado pelas seguintes equações,

$$a_p^u u_p = a_E^u u_E + a_W^u u_W + a_N^u u_N + a_S^u u_S + b^u \quad (4.52)$$

$$a_p^w w_p = a_E^w w_E + a_W^w w_W + a_N^w w_N + a_S^w w_S + b^w \quad (4.53)$$

$$a_p^T T_p = a_E^T T_E + a_W^T T_W + a_N^T T_N + a_S^T T_S + b^T \quad (4.54)$$

$$\frac{M_p - M_p^o}{\Delta t} + \dot{M}_e - \dot{M}_w + \dot{M}_n - \dot{M}_s = 0 \quad (4.55)$$

$$p = \rho RT \quad (4.56)$$

onde a Eq. 4.56 é a equação de estado, que com as demais equações, compõem o sistema de 5 equações e 5 incógnitas (u , w , T , ρ e p). Tal sistema de equações é resolvido de maneira iterativa e segregada, necessitando portanto que cada variável possua uma equação evolutiva para ser avançada. Observando o sistema de equações apresentado identifica-se que as variáveis u , w e T podem ser avançadas pela equação do movimento na direção r , pela equação do movimento na direção ξ e pela equação da energia, respectivamente. No entanto, para a obtenção de uma equação evolutiva para a pressão (ou para a densidade) há a necessidade da realização de um acoplamento entre pressão, velocidade e densidade.

O acoplamento entre pressão, velocidade e densidade, caracteriza os algoritmos para solução de escoamentos a qualquer velocidade. Este acoplamento consiste em substituir as velocidades e a densidade como funções da pressão na equação da conservação da massa, Eq.4.55. As expressões que relacionam as velocidades como função da pressão, aqui utilizadas, foram as equações de correção das velocidades do método SIMPLEC, proposto por Van Doormaal e Raithby (1984). Expressões para a densidade foram obtidas da equação de estado. Em Maliska (1995) este acoplamento é desenvolvido detalhadamente, até a obtenção da equação evolutiva para a pressão.

A equação evolutiva para a pressão foi transformada, neste trabalho, em uma equação evolutiva para a densidade, pela simples aplicação da equação de estado.

A densidade em cada nível iterativo é corrigida através da relação,

$$\rho = \rho^* + \rho' \quad (4.57)$$

onde o subscrito '*' denota o uso do valor constante e conhecido da grandeza no nível iterativo anterior, e ρ' é a correção da densidade de um nível iterativo para outro, obtida pela seguinte equação,

$$a_p^{\rho'} \rho_p' = a_E^{\rho'} \rho_E' + a_W^{\rho'} \rho_W' + a_N^{\rho'} \rho_N' + a_S^{\rho'} \rho_S' + b^{\rho'} \quad (4.58)$$

onde,

$$a_p^{\rho'} = m_p^{\rho} + RT_p (m_e^u d_e^u - m_w^u d_w^u + m_n^w d_n^w - m_s^w d_s^w) \quad (4.59)$$

$$a_E^{\rho'} = -m_e^{\rho} + RT_E m_e^u d_e^u \quad (4.60)$$

$$a_W^{\rho'} = -m_w^{\rho} + RT_W m_w^u d_w^u \quad (4.61)$$

$$a_N^{\rho'} = -m_n^{\rho} + RT_N m_n^w d_n^w \quad (4.62)$$

$$a_S^{\rho'} = -m_s^{\rho} + RT_S m_s^w d_s^w \quad (4.63)$$

$$b^{\rho'} = \frac{\Delta V}{\Delta t} \rho_p^{\circ} - m_p^{\rho} \rho_p^* - m_e^{\rho} \rho_e^* - m_w^{\rho} \rho_w^* - m_n^{\rho} \rho_n^* - m_s^{\rho} \rho_s^* \quad (4.64)$$

sendo,

$$m_p^{\rho} = \frac{\Delta V}{\Delta t} + (0,5 + \gamma_e) u_e^* A_e - (0,5 - \gamma_w) u_w^* A_w + (0,5 + \gamma_n) \tilde{w}_n^* A_n - (0,5 - \gamma_s) \tilde{w}_s^* A_s \quad (4.65)$$

$$m_e^{\rho} = (0,5 - \gamma_e) u_e^* A_e \quad (4.66)$$

$$m_w^{\rho} = -(0,5 + \gamma_w) u_w^* A_w \quad (4.67)$$

$$m_n^{\rho} = (0,5 - \gamma_n) \tilde{w}_n^* A_n \quad (4.68)$$

$$m_s^{\rho} = -(0,5 + \gamma_s) \tilde{w}_s^* A_s \quad (4.69)$$

$$m_e^u = [(0,5 + \gamma_e) \rho_p^* + (0,5 - \gamma_e) \rho_e^*] A_e \quad (4.70)$$

$$m_w^u = -[(0,5 + \gamma_w) \rho_w^* + (0,5 - \gamma_w) \rho_p^*] A_w \quad (4.71)$$

$$m_n^w = [(0,5 + \gamma_n) \rho_p^* + (0,5 - \gamma_n) \rho_n^*] A_n \quad (4.72)$$

$$m_s^w = -[(0,5 + \gamma_s) \rho_s^* + (0,5 - \gamma_s) \rho_p^*] A_s \quad (4.73)$$

$$d_e^u = \left(\frac{A}{a_p^u - a_e^u - a_w^u - a_n^u - a_s^u} \right)_e \quad (4.74)$$

$$d_w^u = \left(\frac{A}{a_p^u - a_e^u - a_w^u - a_n^u - a_s^u} \right)_w \quad (4.75)$$

$$d_n^w = \left(\frac{A}{a_p^w - a_e^w - a_w^w - a_n^w - a_s^w} \right)_n \quad (4.76)$$

$$d_s^w = \left(\frac{A}{a_p^w - a_e^w - a_w^w - a_n^w - a_s^w} \right)_s \quad (4.77)$$

As grandezas γ_i assumem os valores $-0,5$ ou $+0,5$ conforme a velocidade na face i seja negativa ou positiva.

4.2.4. Algoritmo de solução

Definida a metodologia de solução do escoamento compressível em um domínio que se deforma com o tempo, necessita-se estabelecer a forma com que o acoplamento escoamento/dinâmica da válvula será abordado.

O procedimento empregado no presente trabalho consiste das seguintes etapas:

- 1 - Estima-se a posição e a velocidade iniciais da palheta;
- 2 - Gera-se a malha computacional (ξ, r), e a correspondente malha física (z, r), para a condição inicial;
- 3 - Estimam-se os campos iniciais de u , w , ρ e T (aconselha-se utilizar resultados obtidos da solução do escoamento em regime permanente para a mesma geometria inicial), e, através da equação de estado, obtém-se o campo de pressão;
- 4 - Determina-se a força hidrodinâmica sobre a palheta, através da integração da pressão sobre a palheta;
- 5 - Avança-se o tempo, $t = t^o + \Delta t$;
- 6 - Determina-se a posição e a velocidade da palheta para este novo instante de tempo, resolvendo-se a equação diferencial da dinâmica da válvula, Eq. 2.1, onde é adotado o valor da força hidrodinâmica do instante de tempo anterior. O método de solução empregado foi o de Runge-Kutta de quarta ordem, conforme apresentado no Apêndice III;
- 7 - Obtém-se a malha física (z, r), para a nova posição da palheta, que deve corresponder à malha computacional (ξ, r) já definida;
- 8 - Resolve-se o escoamento para este domínio, através do uso da metodologia aqui apresentada;
- 9 - Obtida a solução para o instante de tempo em questão, retorna-se ao item 4, até que o instante de tempo final seja atingido.

A necessidade de se obter a malha física (z, r) a cada instante de tempo se deve à forma com que as equações discretizadas foram obtidas. Na etapa final do procedimento de discretização das equações diferenciais, as áreas e volumes presentes nos termos discretizados, expressos no sistema de coordenadas móveis (ξ, r), foram transformados nas correspondentes expressões do sistema de coordenadas inerciais (z, r). Tal procedimento foi adotado com o objetivo de facilitar a análise dos resultados.

A convergência em cada instante de tempo foi checada utilizando-se dois critérios, um baseado na conservação da massa e outro na convergência do campo de temperatura. O critério da conservação da massa consistiu na verificação da seguinte relação,

$$\sum |b^{p'}| \leq \text{TOL}_C \quad (4.78)$$

e o critério de convergência do campo de temperatura, foi baseado na condição abaixo,

$$\sum \left| \frac{T_k - T_{k-1}}{T_{k-1}} \right| \leq \text{TOL}_E \quad (4.79)$$

onde,

$b^{p'}$ - coeficientes da Eq. 4.57, que representam o resíduo de massa em cada volume, ou seja, o erro na verificação da equação da conservação da massa;

TOL_C - tolerância imposta ao critério de conservação de massa (neste trabalho utilizou-se o valor de 5×10^{-7});

T_k - temperatura na presente iteração;

T_{k-1} - temperatura na iteração anterior;

TOL_E - tolerância imposta ao critério de convergência do campo de temperatura (utilizou-se aqui o valor de 5×10^{-4}).

No início da simulação de cada instante de tempo o primeiro membro das Eqs. 4.78 e 4.79 apresentavam valores em torno de $1,5 \times 10^{-6}$ e $2,5 \times 10^{-2}$, respectivamente.

4.3. Malha Computacional

A geometria utilizada para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta é a do difusor radial com alimentação axial, conforme apresentado na Fig. 4.1.

A malha empregada para discretizar o domínio apresenta a mesma configuração no sistema de coordenadas móvel (ξ, r, t) durante toda a simulação, enquanto que no sistema de coordenadas inercial (z, r, t) altera-se a cada instante de tempo. Desta forma, uma vez estabelecida a malha no sistema móvel (ξ, r, t), pode-se obter a malha correspondente no sistema inercial (z, r, t) através da

relação entre os sistemas de coordenadas (Eq. 4.1).

Para a geometria em questão somente a malha entre o assento e a palheta (região A da Fig. 4.1) apresenta movimento, portanto, nesta região, optou-se pelo uso de uma malha igualmente espaçada na direção ξ , que, por sua vez, se reflete em uma malha também igualmente espaçada no sistema (z,r,t) .

Durante as várias fases do presente estudo, foram utilizadas diversas dimensões para a geometria em questão. Tais dimensões serão citadas no decorrer do texto.

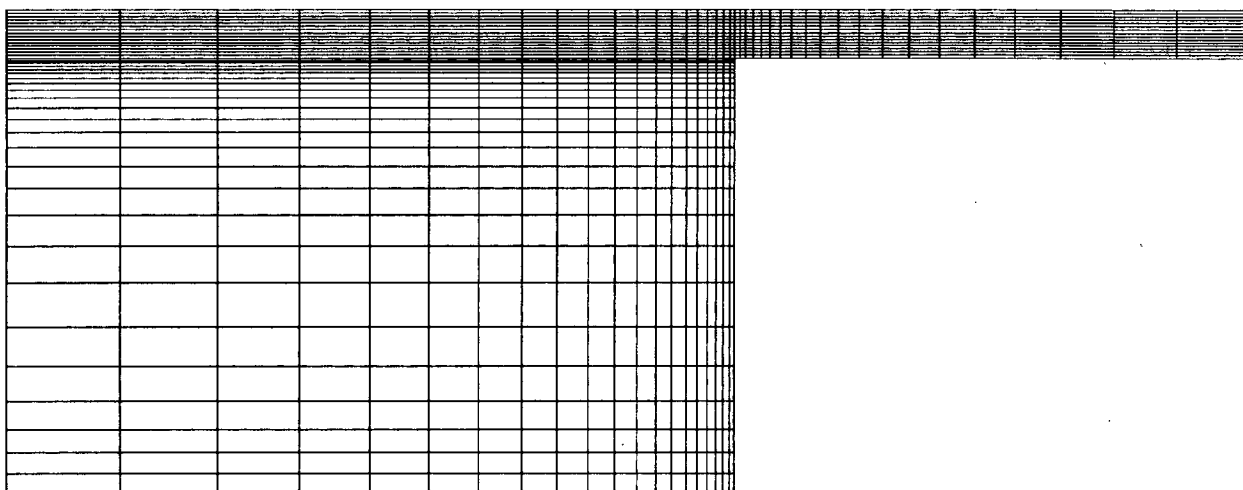


Figura 4.4 - Malha física com 1100 volumes (região fixa 20x25 e região móvel 40x15) que ilustra o aspecto geral das malhas utilizadas no presente trabalho.

As colocações apresentadas no Capítulo 3 a respeito da determinação da malha computacional foram novamente consideradas, e o tempo de processamento computacional foi mais uma vez o fator limitante na determinação das malhas. A Fig. 4.4 ilustra uma das malhas físicas utilizadas, onde os aspectos gerais empregados (relações entre número de volumes, nível de refinamento, etc.) são exemplificados.

4.4. Condições de Contorno

Nas paredes correspondentes às superfícies do assento da válvula e do orifício de passagem, empregaram-se as seguintes condições de contorno:

- (i) condição de não deslizamento e impermeabilidade, $u = w = 0$;
- (ii) condição de parede adiabática.

Na superfície da palheta também foram empregadas as condições de não deslizamento ($u=0$) e de parede adiabática, mas no entanto, a velocidade do fluido junto à palheta é igual à velocidade da palheta,

$$w = w_g \Big|_{\text{palheta}} \quad (4.80)$$

As condições de contorno na região de simetria são $u = 0$, $\partial w / \partial r = 0$ e $\partial T / \partial r = 0$.

A condição de escoamento periódico com variação senoidal foi empregada na entrada do difusor (orifício de passagem), com a prescrição de um perfil uniforme de velocidade, obedecendo à seguinte equação,

$$v_o(t) = \bar{v}_o (1 + a \sin(\omega t)) \quad (4.81)$$

onde,

- \bar{v}_o - velocidade média no orifício;
- a - amplitude da variação;
- ω - frequência angular.

Na saída do difusor empregou-se a condição de pressão prescrita, implementada conforme metodologia apresentada em Marcondes(1988). Tal metodologia consiste em conhecer a pressão no contorno para então calcular as velocidades através de um balanço específico de quantidade de movimento efetuado nos volumes de controle do contorno.

4.5. Validações

Toda a metodologia de solução apresentada neste capítulo foi implementada em um código computacional elaborado especificamente para a realização deste trabalho.

Duas validações foram conduzidas, uma objetivando validar o código computacional em si, e outra visando verificar a potencialidade da metodologia utilizada para solução do escoamento em domínios que se alteram durante a simulação.

4.5.1. Validação do código computacional

O código computacional implementado foi utilizado para resolver determinadas configurações de escoamento. As soluções destes mesmos problemas foram obtidas com o uso do software comercial FLUENT versão 4.23, para que os resultados pudessem ser comparados.

A comparação entre os resultados gerados pelo software desenvolvido e pelo FLUENT objetivou verificar se a metodologia empregada na solução do escoamento foi devidamente implementada. A ocorrência de uma diferença exagerada indicaria a existência de erros na fase de confecção do presente código.

Os casos abordados nesta validação não apresentaram a movimentação da palheta, de tal forma que a metodologia empregada não foi questionada, por ser amplamente utilizada na abordagem de domínios que não se deformam com o tempo. Em uma etapa seguinte, a validação do modelo com malha móvel será discutida.

A Fig. 4.5 apresenta a geometria empregada para a realização da validação do código computacional desenvolvido. Esta geometria equivale ao difusor radial que compõe a geometria empregada na solução do escoamento periódico com palheta fixa, descrita no capítulo anterior.

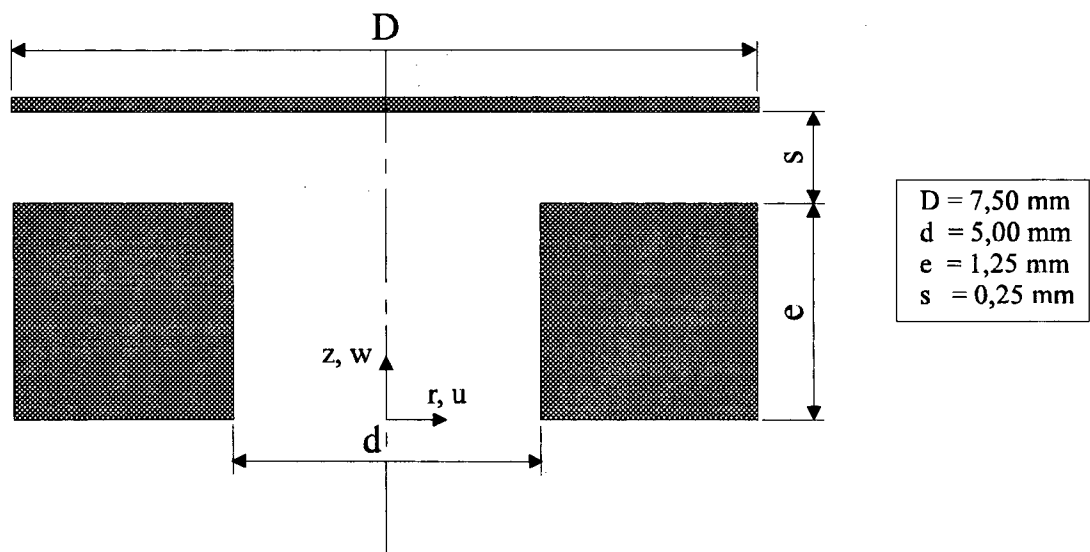


Figura 4.5 - Geometria utilizada para validação do código computacional.

Os casos simulados diferem pelas condições de contorno na entrada do difusor, conforme Eq. 4.81, com os valores de \bar{v}_0 , a e ω apresentados na tabela 4.2. Os demais dados (propriedades do fluido, pressão prescrita, etc.) foram mantidos os mesmos descritos na seção 3.5.

Tabela 4.2 - Casos abordados na validação do código computacional desenvolvido.

Caso	\bar{v}_o [m/s]	a	Re	ω [rad/s]
A	1,5	0	540	366,6
B	3,0	0	1080	366,6
C	1,5	0,2	540	366,6
D	3,0	0,2	1080	366,6

Os casos A e B caracterizam escoamento em regime permanente, enquanto os casos C e D representam regimes transientes, uma vez que nestes dois últimos casos a velocidade na entrada do difusor apresenta uma variação com o tempo ($a \neq 0$). Note-se que os valores empregados para \bar{v}_o , a e ω , foram adotados visando a comparação de resultados com os casos 1 e 3 simulados no Capítulo 3.

Cada caso foi resolvido três vezes, uma vez com o software desenvolvido, empregando o WUDS como esquema de interpolação, outra vez com o FLUENT, empregando o Power Law para a realização das interpolações, e uma última vez, também com o FLUENT, mas utilizando o QUICK como esquema de interpolação. As malhas computacionais, utilizadas nos dois softwares, apresentam o mesmo número de volumes, e as mesmas características de refino de malha. Deseja-se que os resultados obtidos com o software desenvolvido (que usa WUDS) apresentem pouca diferença dos resultados obtidos com o FLUENT usando Power-Law, pois sabe-se que o WUDS corresponde ao Power-Law com pequenas modificações (Maliska, 1995).

A Fig. 4.6 apresenta os perfis de pressão sobre a palheta para o caso A, obtidos com o FLUENT/QUICK, o FLUENT/Power-Law e com o software desenvolvido utilizando WUDS. A tabela 4.3 apresenta uma comparação entre os valores das forças obtidas sobre a palheta, também para o caso A. Constata-se, nestes resultados, que a força hidrodinâmica obtida com o uso do Power Law é 11,6% superior à obtida com o QUICK, enquanto que com o emprego do WUDS esta relação é de 10,3%.

A Fig. 4.7 e a tabela 4.4 apresentam da mesma forma os perfis de pressão e a força hidrodinâmica sobre a palheta, respectivamente, para o caso B. Neste caso, as forças hidrodinâmicas obtidas com o uso do Power Law e do WUDS, são superiores à obtida com o QUICK, nas proporções de 17,5% e 16,4%, respectivamente.

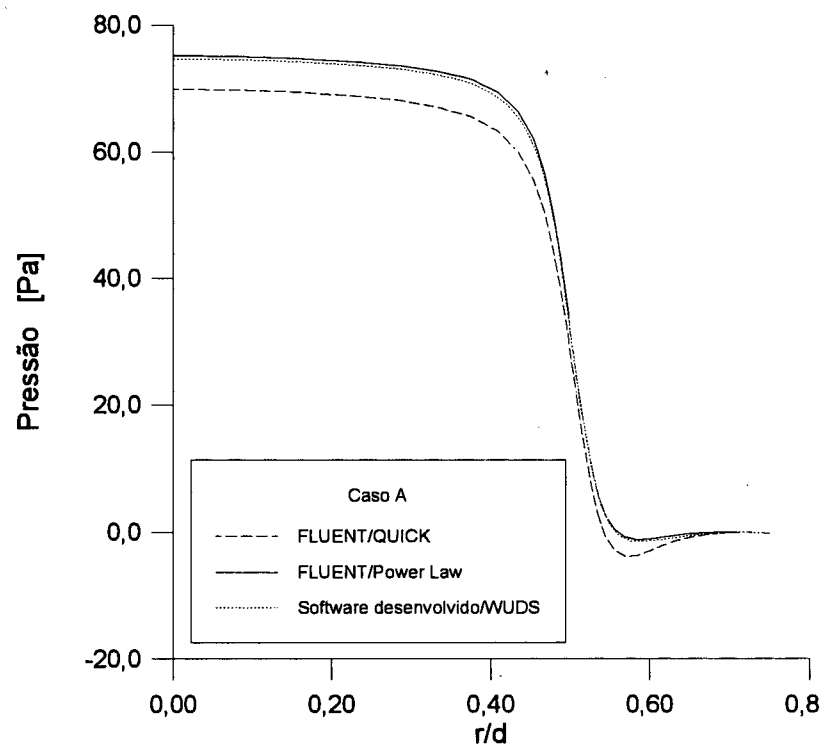


Figura 4.6 - Perfis de pressão sobre a palheta - Caso A.

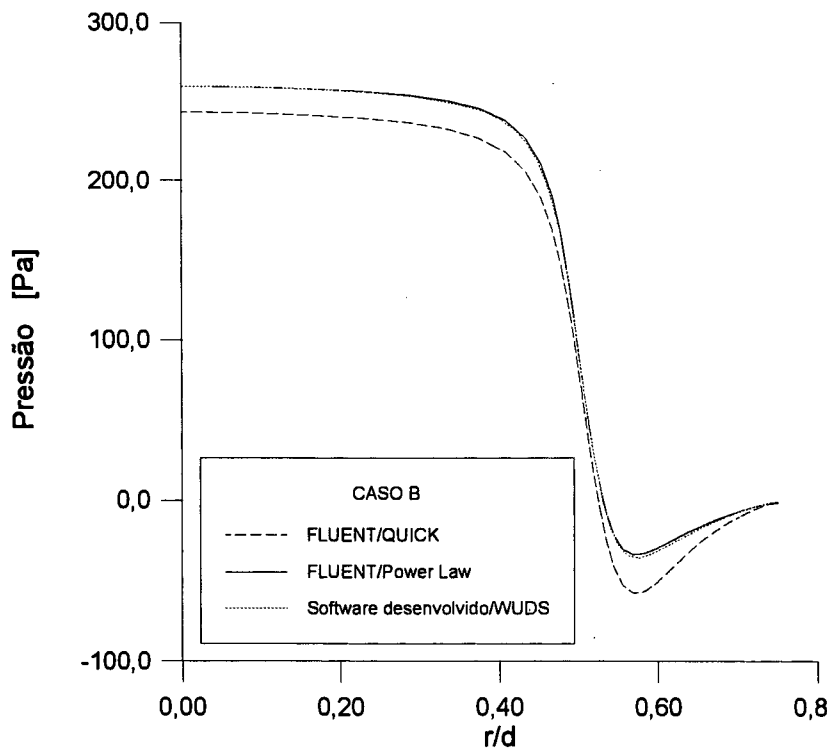


Figura 4.7 - Perfis de pressão sobre a palheta - Caso B.

Tabela 4.3 - Força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso A.

Programa	Esquema de interpolação	Força hidrodinâmica sobre a palheta
FLUENT	QUICK	$1,236 \cdot 10^{-3} \text{ N}$
FLUENT	Power-Law	$1,380 \cdot 10^{-3} \text{ N}$
Desenvolvido	WUDS	$1,363 \cdot 10^{-3} \text{ N}$

Tabela 4.4 - Força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso B

Programa	Esquema de interpolação	Força hidrodinâmica sobre a palheta
FLUENT	QUICK	$3,647 \cdot 10^{-3} \text{ N}$
FLUENT	Power-Law	$4,285 \cdot 10^{-3} \text{ N}$
Desenvolvido	WUDS	$4,246 \cdot 10^{-3} \text{ N}$

A análise dos resultados confirma o que era esperado, ou seja, a equivalência entre os resultados do FLUENT usando Power-Law e do software desenvolvido utilizando o WUDS. O uso do QUICK como esquema de interpolação resultou em menores valores de pressão, e consequentemente, de forças hidrodinâmicas. Tal constatação também foi verificada no trabalho Possamai (1994), onde também se pode verificar a melhor concordância entre resultados obtidos com o QUICK e resultados experimentais.

Para os casos C e D, além de obter a solução com os programas FLUENT e o desenvolvido aqui, bem como para os diferentes esquemas de interpolação, são apresentados também os resultados obtidos com a geometria mais abrangente que considera o escoamento na câmara de compressão, conforme Fig. 3.2. A Fig. 4.8 apresenta a variação da força sobre a palheta durante a realização de um ciclo de variação da velocidade de entrada no difusor para o caso C, enquanto a Fig. 4.9 ilustra a variação da força para o caso D.

No caso C, os valores encontrados utilizando-se o Power Law e o WUDS são, em média, 13% superiores àqueles encontrados com o uso do QUICK, enquanto que para o caso D esta proporção é de 17,7%. A comparação entre os resultados gerados com o FLUENT, utilizando o QUICK e a geometria da Fig. 4.5, com os obtidos no Capítulo 3, permite constatar, que devido a desconsideração dos efeitos de compressibilidade presente na região do cilindro que antecede o orifício de passagem, a força hidrodinâmica aqui obtida é superior, sendo para o caso C, em uma proporção de 3,5%, e para o caso D, em uma proporção de 4%.

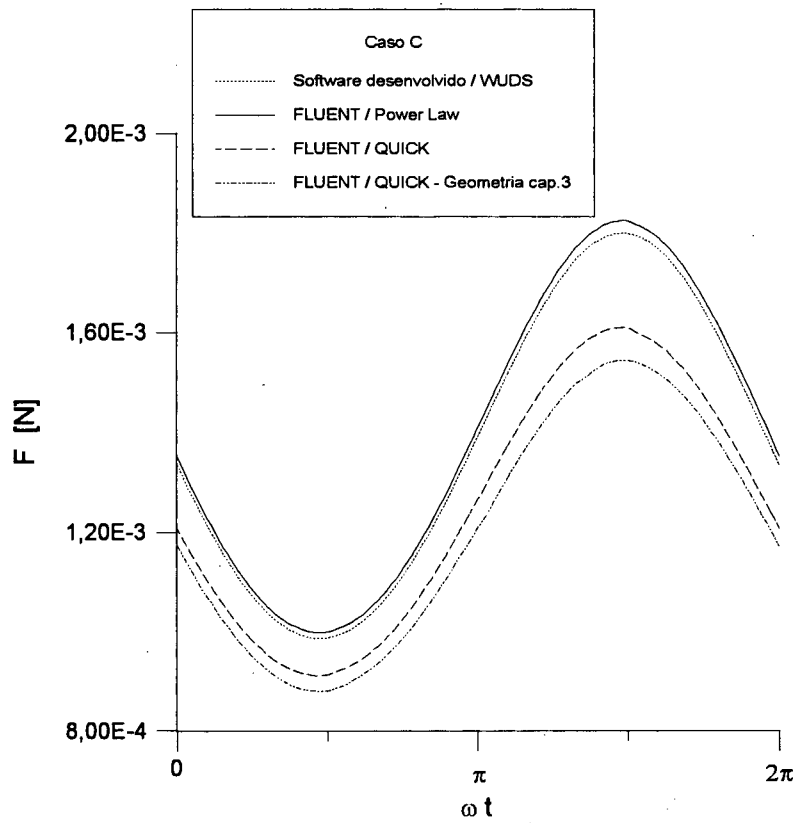


Figura 4.8 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso C.

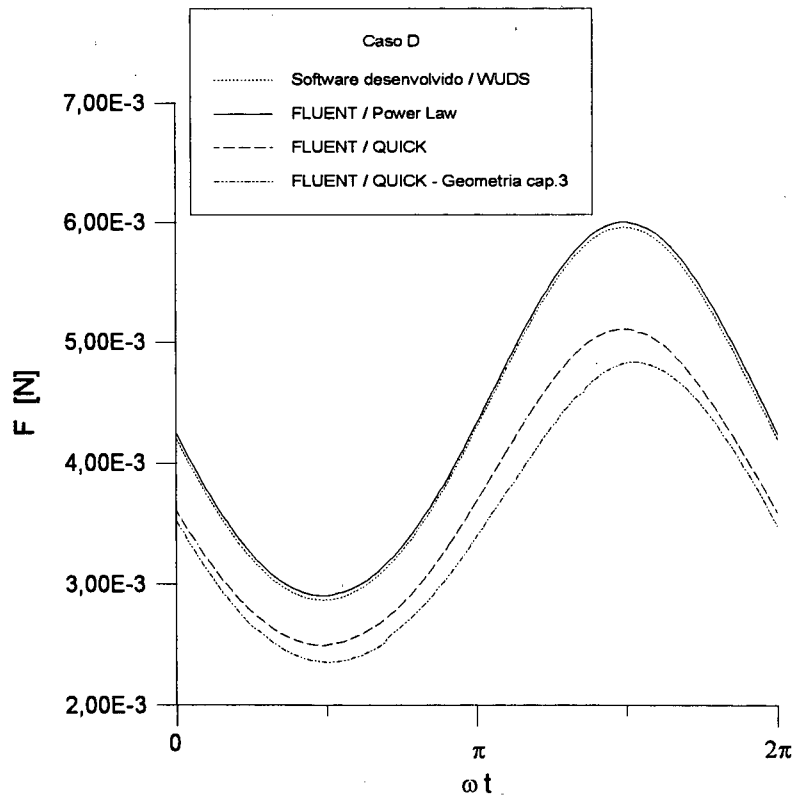


Figura 4.9 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso D.

A comparação entre os resultados dos casos em regime transiente (casos C e D) permite concluir definitivamente que a implementação computacional da metodologia abordada foi realizada corretamente, pois os resultados obtidos com o software desenvolvido concordam muito bem com os obtidos com o FLUENT/Power Law, sem apresentar discrepâncias. A diferença em torno de 15%, entre os resultados obtidos com o emprego do WUDS e os obtidos com o QUICK, são aceitáveis considerando-se o objetivo do presente trabalho, que consiste em obter uma metodologia numérica que viabilize a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta nos computadores atuais.

4.5.2. Validação da metodologia de malha móvel

Durante o desenvolvimento do modelo para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta, consideraram-se duas situações, uma em que a palheta estava parada e outra onde a palheta se movimentava. A primeira abordagem consistiu na solução do escoamento periódico em um domínio fixo, utilizando uma metodologia amplamente empregada em trabalhos encontrados na literatura. Portanto, realizou-se apenas a verificação da correta implementação da metodologia. Na segunda abordagem, tomou-se o cuidado de se realizar uma validação da metodologia em si, bem como da sua implementação. Esta verificação é apresentada a seguir.

O trabalho de Ishizawa e outros (1987) foi utilizado como referência para a realização da presente validação. Estes autores abordam a solução do escoamento laminar transiente incompressível em um difusor radial, onde a palheta tem um movimento periódico e a vazão prescrita na entrada do difusor é constante. Soluções em séries para as equações de Navier-Stokes são obtidas, e os resultados analíticos são comparados com resultados experimentais.

As notações utilizadas para as grandezas por Ishizawa e outros foram aqui transcritas na íntegra, requerendo portanto um cuidado especial por parte do leitor, pois estas diferem das empregadas até então no presente trabalho. Por exemplo, utilizou-se neste trabalho a letra *s* para denotar o afastamento da palheta enquanto que no trabalho de Ishizawa e co-autores foi utilizado a letra *h*.

As hipóteses simplificativas adotadas por Ishizawa e outros, para a obtenção dos resultados analíticos, foram:

- (i) O raio da palheta é muito maior do que o raio do orifício de passagem ($r_p/r_o \gg 1$);

- (ii) A abertura da palheta é muito menor do que os raios da palheta e do orifício ($h/r_e, h/r_o \gg 1$);
- (iii) Os números de Reynolds empregados não são elevados.

Baseados nas hipóteses mencionadas acima, Ishizawa e outros desenvolveram uma análise teórica, baseada nas Equações de Navier-Stokes para o caso geral de deslocamento arbitrário da palheta, fazendo uso da técnica de expansão em séries assintóticas na direção radial e aplicando a teoria de *multifold series expansion*. A metodologia analítica foi particularizada, e resultados foram apresentados, para o caso de variação senoidal da abertura da válvula.

A geometria do difusor radial utilizada por Ishizawa e outros pode ser visualizada na Fig.4.10, onde o deslocamento da palheta foi prescrito segundo a equação,

$$h(t) = h_m(1 + a \sin(\omega t)) \quad (4.82)$$

onde,

h_m - posição média da palheta;

a - amplitude de variação;

ω - frequência angular;

t - instante de tempo.

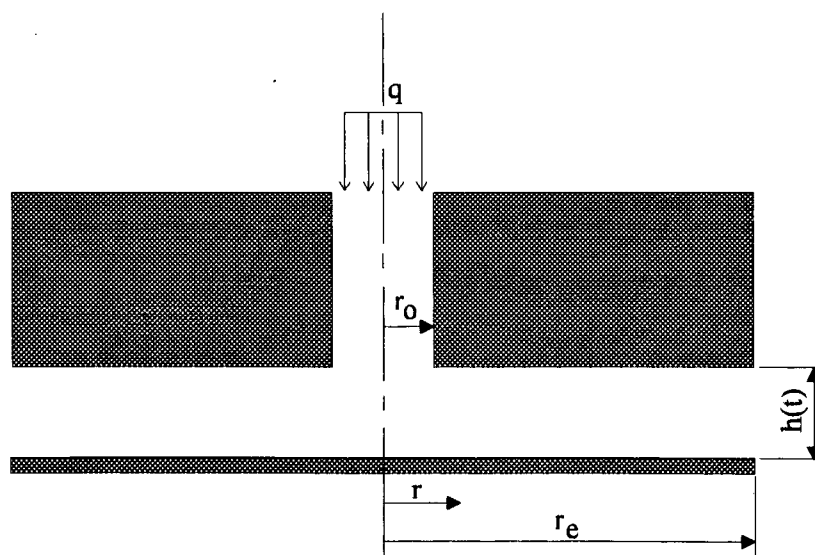


Figura 4.10 - Geometria do difusor empregada por Ishizawa e outros.

Os agrupamentos adimensionais utilizados, e de interesse para a validação realizada, são:

$$R_{\omega} = \frac{h_m^2 \omega}{\nu} \quad (4.83)$$

$$R_q = \frac{h_m q_s}{\nu r_e^2} \quad (4.84)$$

$$W^* = \left(\frac{h_m}{r_e} \right)^2 \frac{W}{\rho \nu^2} \quad (4.85)$$

onde ,

ν - viscosidade cinemática do fluido;

r_e - raio da palheta;

ρ - densidade do fluido;

$q_s = \frac{q}{2\pi}$, sendo q a vazão prescrita na entrada do difusor;

W - força hidrodinâmica sobre a palheta, dada por,

$$W = 2\pi \int_0^{r_e} (p - p_e) r dr \quad (4.86)$$

p_e - pressão prescrita na saída do difusor.

A Fig. 4.11 apresenta o diagrama esquemático do experimento realizado. A água, empregada como fluido de trabalho, é fornecida a partir de um tanque superior através de uma válvula controladora de fluxo até o difusor, o qual se encontra submerso em outro tanque de água. Os níveis dos dois tanques são mantidos constantes. Neste sistema a resistência que a válvula controladora de fluxo impõe ao escoamento é extremamente superior à resistência imposta pelo difusor, de tal forma que a vazão permanece praticamente constante sem ser afetada pela variação da abertura da válvula. Um mecanismo acoplado ao sistema converte movimento rotativo em alternativo, provocando uma oscilação senoidal em um dos discos do difusor. A variação da abertura entre os discos, as pressões do fluido e a força hidrodinâmica atuante no disco inferior, foram obtidas, respectivamente, através de transdutor de deslocamento capacitivo, transdutores de pressão e célula de carga. As incertezas dos resultados foram estimadas para W^* , R_q e R_{ω} , em $\pm 5\%$, $\pm 2\%$ e $\pm 2\%$, respectivamente.

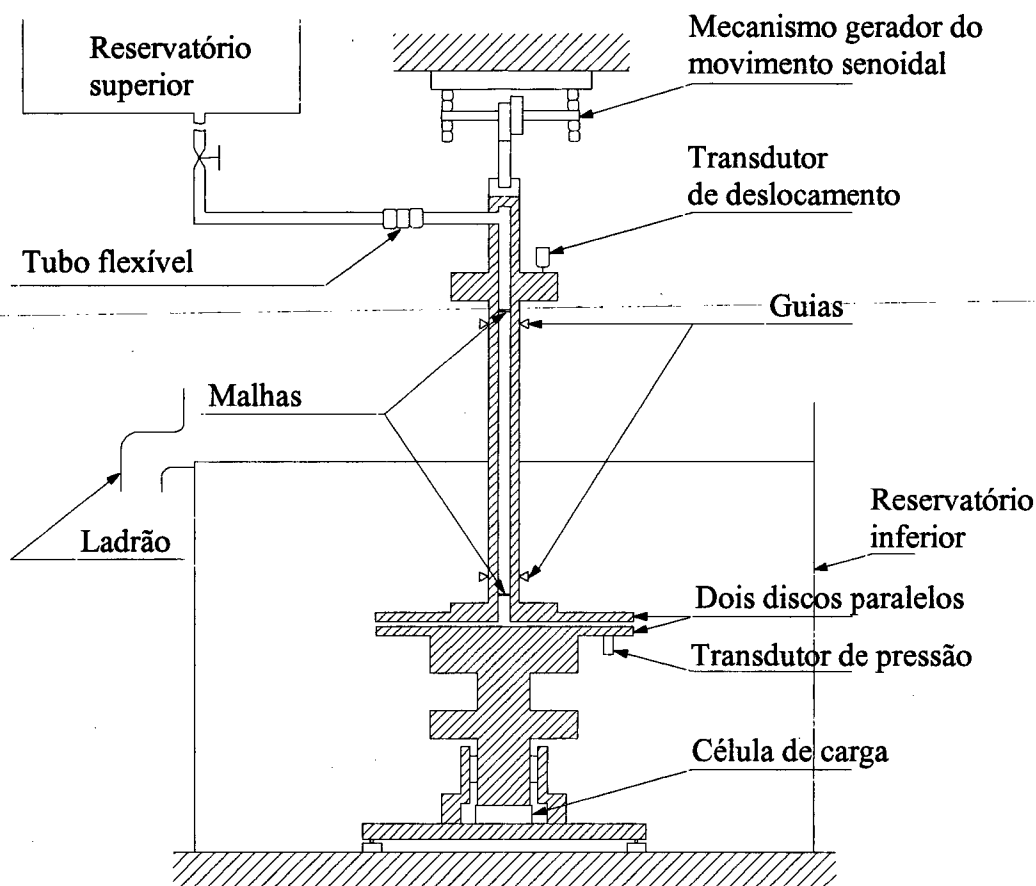


Figura 4.11 - Representação do experimento conduzido por Ishizawa e outros.

As Figs. 4.12 e 4.13 apresentam a comparação entre os resultados do trabalho de Ishizawa e do presente estudo. Nas simulações realizadas utilizou-se $h_m = 2\text{mm}$, $r_o = 15\text{mm}$, $r_e = 150\text{mm}$ e o ar como fluido de trabalho, com as mesmas propriedades das simulações apresentadas anteriormente. Os valores da frequência ω e da vazão na entrada do difusor q_s , empregados nas simulações, foram obtidos através do uso dos agrupamentos adimensionais R_q e R_ω (Eqs. 4.83 e 4.84), permitindo assim, a comparação entre os resultados aqui obtidos com os do referido trabalho. Devido à simetria axial do escoamento somente metade da geometria foi simulada, utilizando para tanto, uma malha com 810 volumes de controle, dos quais 350 na região fixa (região B da Fig.4.1) e 460 na região móvel (região A da Fig.4.1). Os 350 volumes de controle na região fixa foram distribuídos 14 ao longo do raio e 25 ao longo do eixo. Na região móvel os 460 pontos foram distribuídos 46 ao longo do raio e 10 ao longo do eixo.

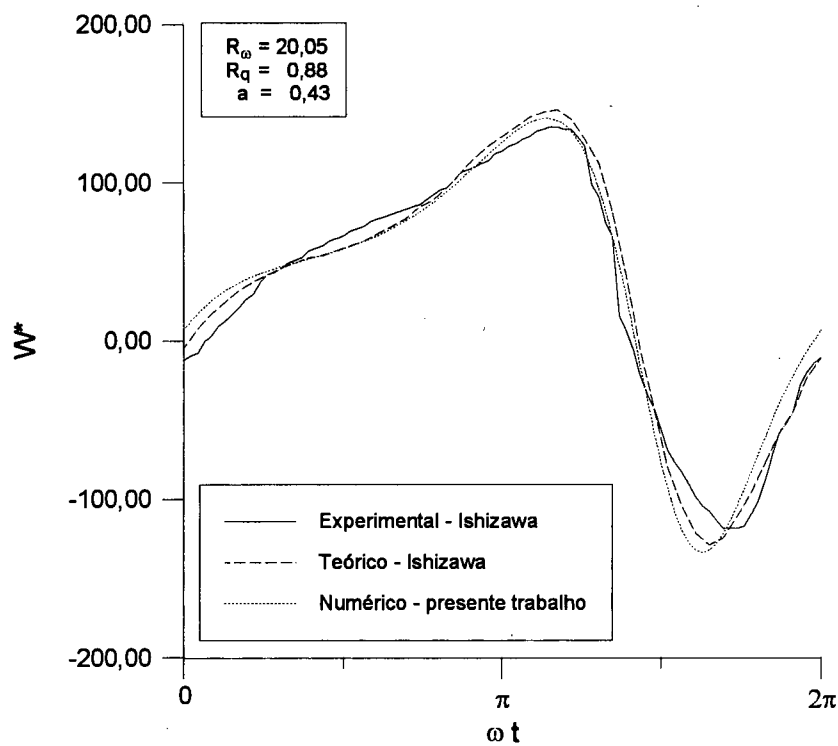


Figura 4.12 - Força hidrodinâmica adimensional para $R_\omega=20,05$, $R_q=0,88$ e $a=0,43$.

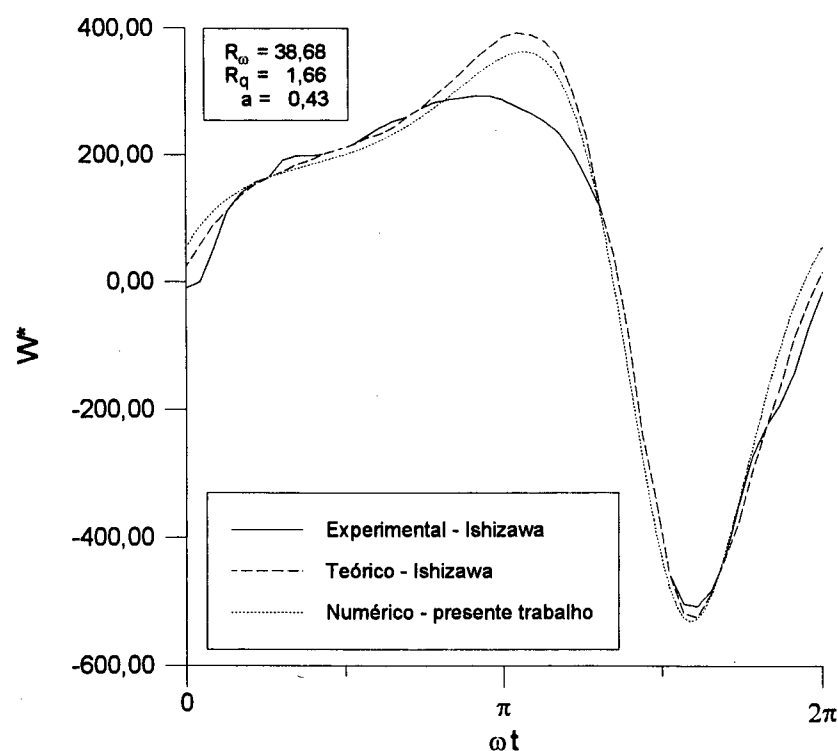


Figura 4.13 - Força hidrodinâmica adimensional para $R_\omega=38,68$, $R_q=1,66$ e $a=0,43$.

A análise dos casos abordados permite concluir que os resultados encontrados com o uso da metodologia em estudo concordam muito bem com os resultados obtidos por Ishizawa. Ressalta-se que a compressibilidade do fluido, considerada nas simulações aqui realizadas, não inviabilizou a comparação destes resultados com os que foram gerados no modelo incompressível de Ishizawa e co-autores.

A Fig. 4.13 apresenta uma discordância entre o resultado teórico/numérico e o experimental, em torno de $\omega t = \pi$. Ishizawa e co-autores atribuíram essa discrepância à convergência das soluções por eles obtidas. No entanto, os resultados numéricos aqui encontrados permitem sim questionar a validade dos resultados experimentais, pois apresentam maior proximidade dos resultados teóricos.

O propósito a que esta comparação foi realizada, foi alcançado. A metodologia de utilização de malha móvel mostrou-se bastante eficaz na solução do problema que se pretende abordar.

4.6. Resultados

A partir do modelo numérico plenamente implementado e validado, o próximo passo é a simulação do comportamento dinâmico da válvula.

A geometria utilizada nesta etapa é apresentada na Fig. 4.14, e corresponde às dimensões de parte das válvulas utilizadas nos compressores de refrigeração doméstica.

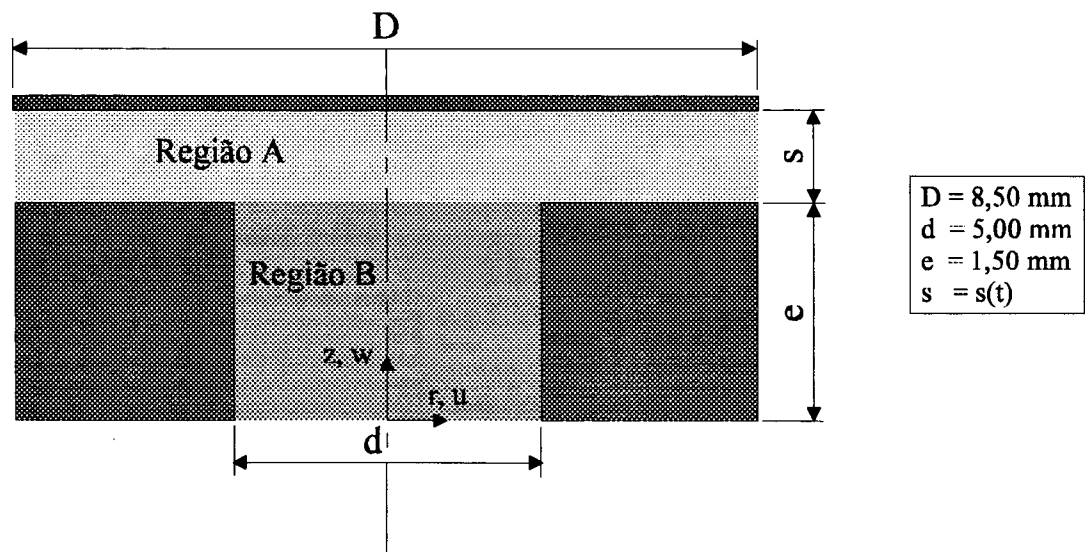


Figura 4.14 - Geometria empregada para a análise do comportamento dinâmico da válvula.

Computacionalmente somente um radiano da circunferência do difusor é simulada, pois considera-se que o escoamento é axissimétrico. A malha computacional utilizada apresenta as características discutidas no item 4.3. O número de volumes na região onde a malha é fixa corresponde a 20 volumes na direção radial por 25 volumes na direção axial, num total de 500 volumes. Na região móvel tem-se 40 volumes na direção radial por 15 volumes na direção axial, o que totaliza 600 volumes. Desta forma, a malha como um todo, possui 1 100 volumes de controle.

O ar foi empregado como fluido de trabalho, com as seguintes propriedades:

- (i) viscosidade absoluta $\mu = 1,8 \times 10^{-5} \text{ N.s/m}^2$;
- (ii) calor específico $c_p = 1006 \text{ J/kg.K}$;
- (iii) número de Prandtl $Pr = 0,714$;
- (iv) constante do gás $R = 287 \text{ J/kg.K}$.

A pressão de $1,0132 \times 10^5 \text{ Pa}$ foi prescrita na saída do difusor.

As características utilizadas para a modelação da dinâmica da válvula foram fornecidas pela Embraco S.A., e correspondem aos seguintes valores:

- (i) rigidez da palheta $K=200 \text{ N/m}$;
- (ii) coeficiente de amortecimento $C = 0,5 \text{ N.s/m}$;
- (iii) massa da palheta $m = 3,2 \text{ g}$;

sendo a força de pré-carga na palheta F_0 considerada nula nas simulações aqui realizadas.

Os casos simulados diferem pela condição do escoamento imposto na entrada do orifício de passagem do difusor. A tabela 4.5 apresenta os diferentes parâmetros utilizados na prescrição da velocidade $v_o(t)$, dada pela Eq. 4.81.

Com o objetivo de se obter um comportamento de regime periódico, a simulação numérica foi conduzida, em cada caso, até que dez ciclos fossem concluídos. Os resultados dos últimos ciclos, por apresentarem periodicidade, representam o comportamento dinâmico da válvula em regime periódico quando submetida à variação de vazão do caso em questão.

Tabela 4.5 - Casos abordados na simulação do escoamento periódico com palheta móvel.

Caso	$\bar{v}_o \text{ [m/s]}$	a	Re	$\omega \text{ [rad/s]}$
I	1,5	0,2	540	366,6
II	1,5	0,5	540	366,6
III	3,0	0,2	1080	366,6
IV	3,0	0,5	1080	366,6

A Fig. 4.15 apresenta o comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta obtido para o Caso I. O movimento da palheta para este mesmo caso é ilustrado na Fig. 4.16, onde o comportamento $s = s(t)$ é apresentado.

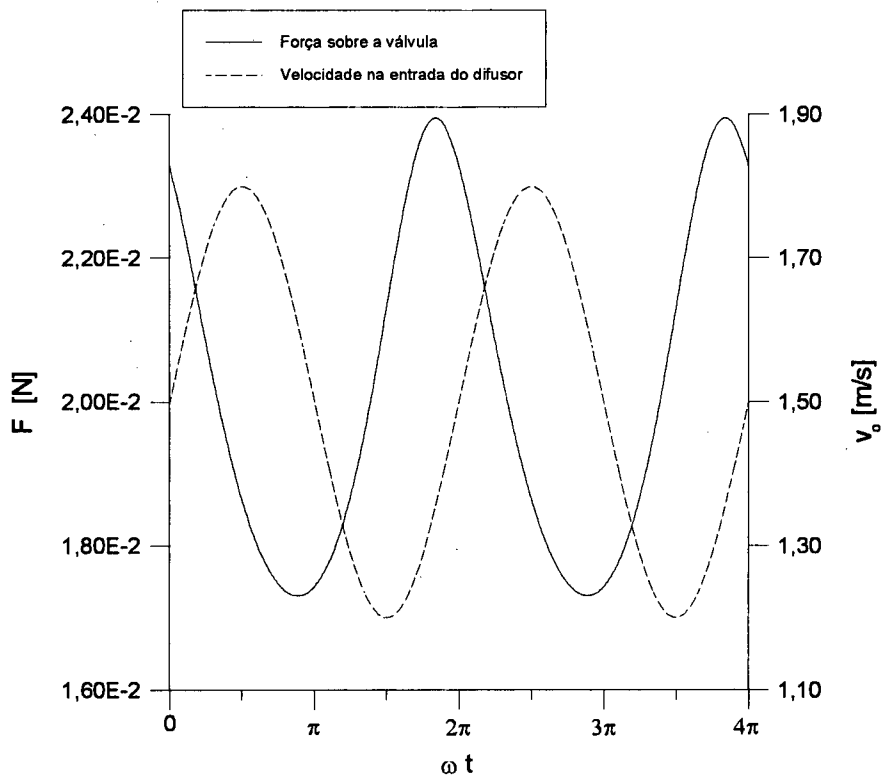


Figura 4.15 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso I.

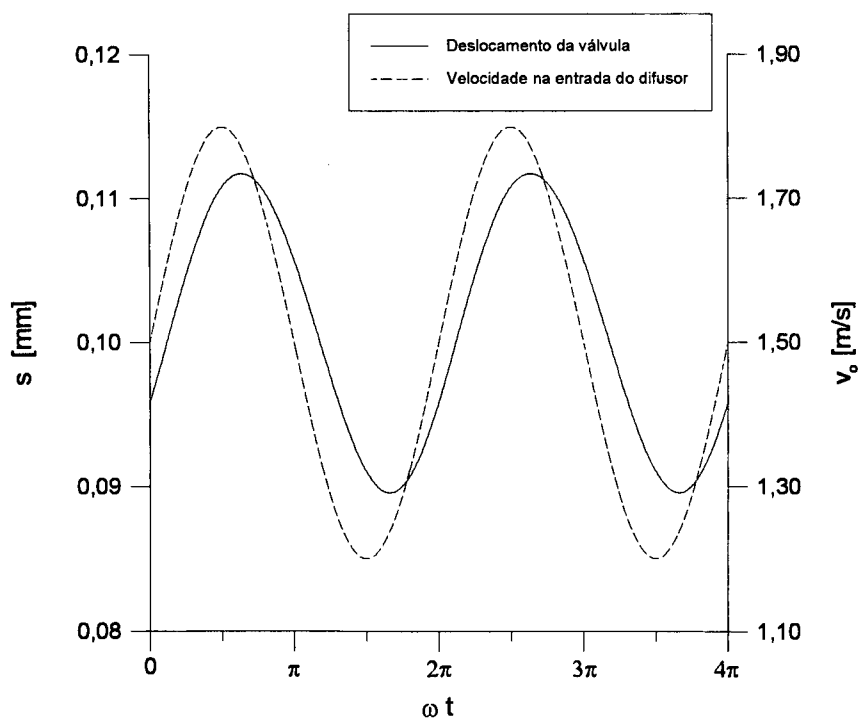


Figura 4.16 - Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso I.

O escoamento do fluido através do difusor radial altera-se conforme a movimentação da palheta. Para visualizar a configuração do escoamento, uma pequena região do difusor será analisada, região esta que se encontra hachurada na Fig. 4.17.

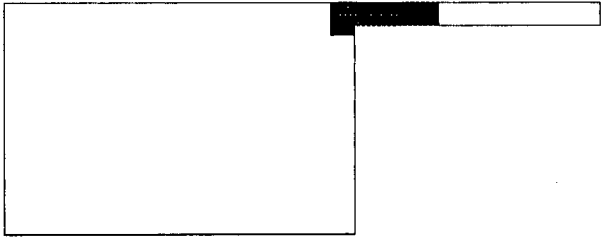


Figura 4.17 - Região do difusor onde o comportamento do escoamento é analisado.

A Fig. 4.18 apresentam a variação dos vetores velocidades com o deslocamento da palheta no Caso I ,para a região do difusor mencionada.

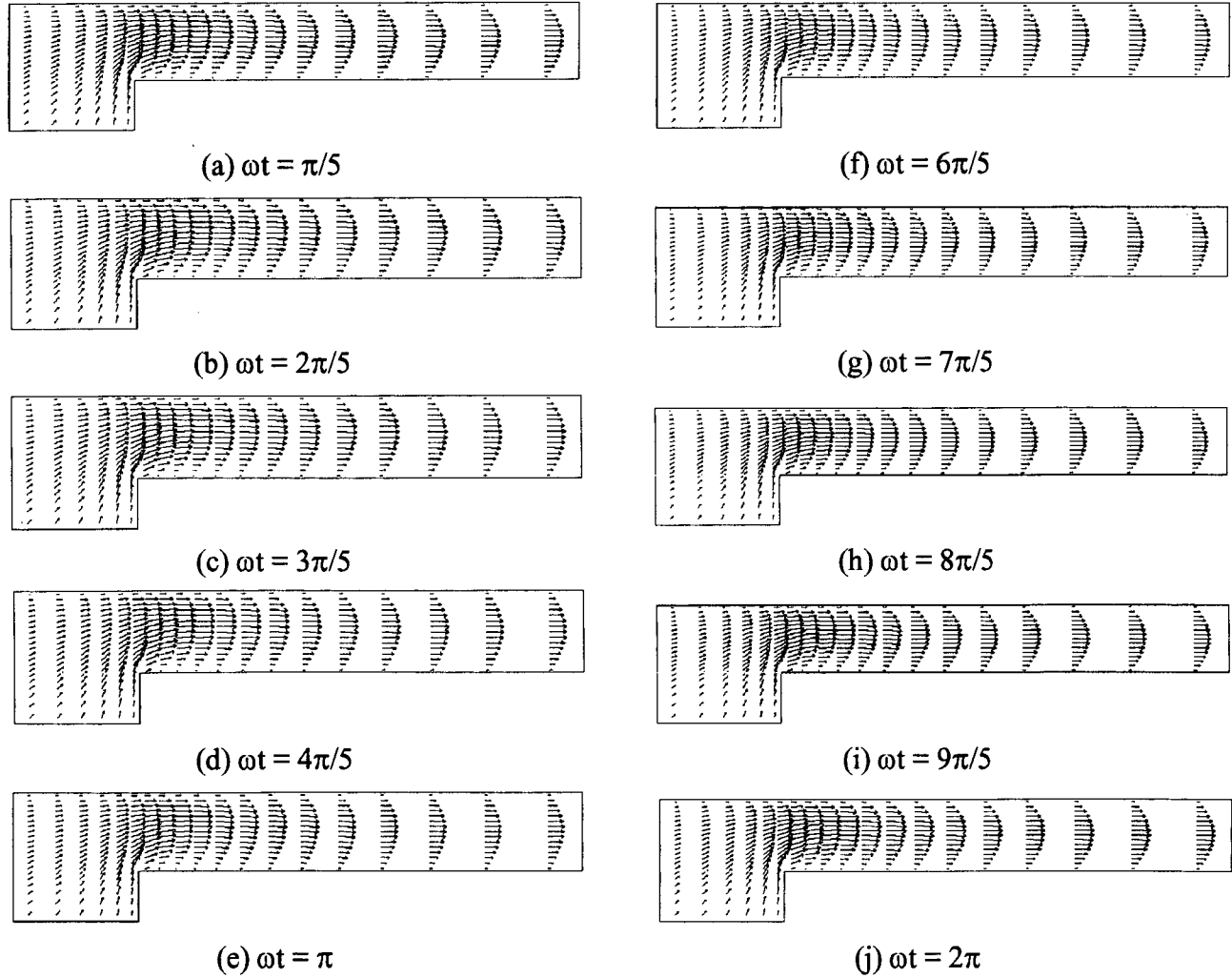


Figura 4.18 - Comportamento dos vetores velocidade no Caso I.

A Fig. 4.19 apresenta o comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta obtido para o Caso II, enquanto que a Fig. 4.20 ilustra o movimento da palheta para este mesmo caso.

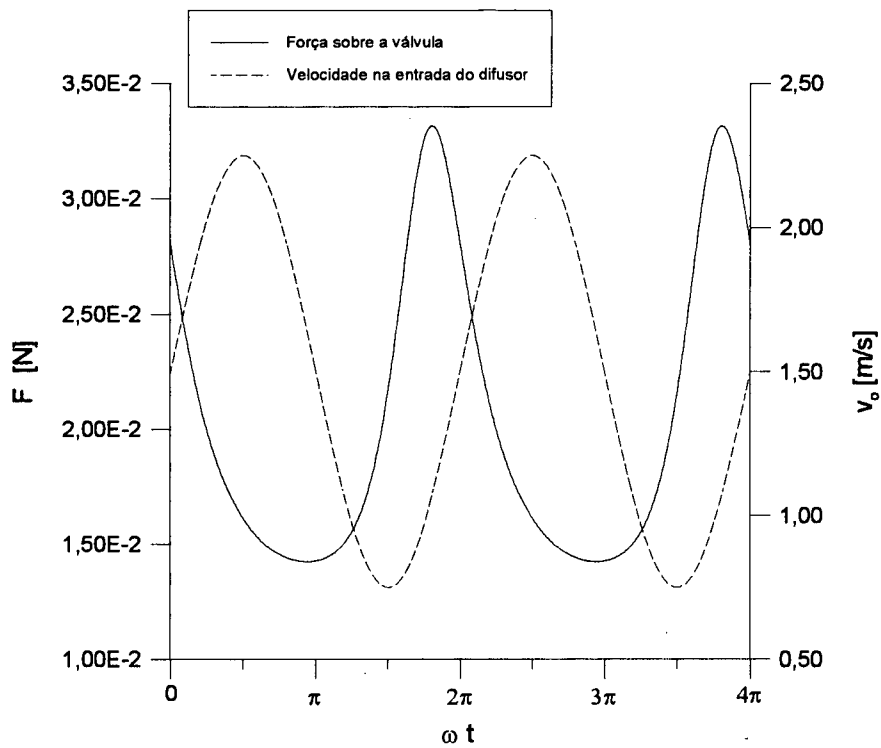


Figura 4.19 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso II.

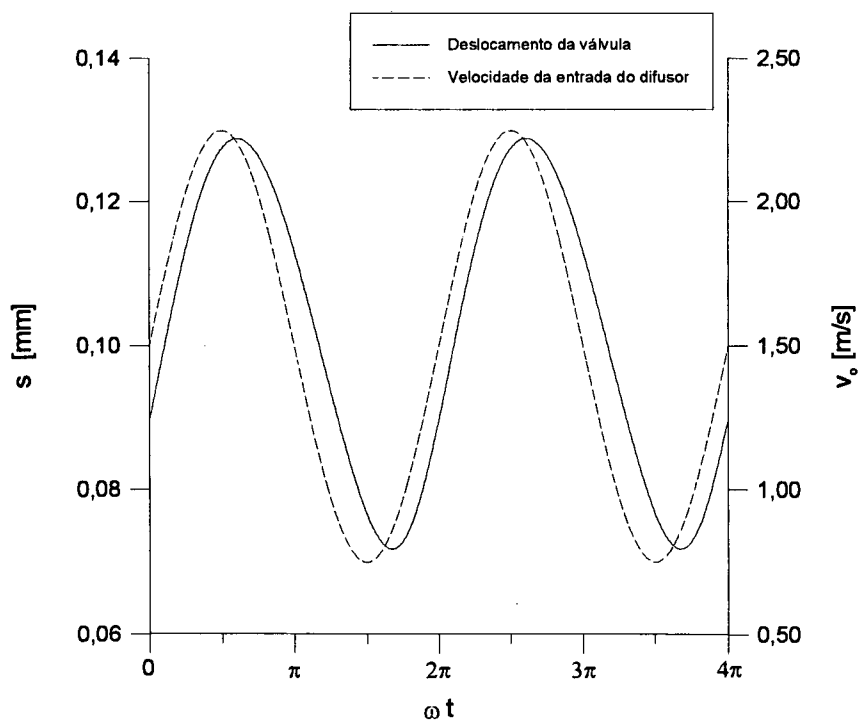


Figura 4.20 - Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso II.

A mesma região apresentada na Fig. 4.17 será novamente utilizada para ilustrar o escoamento através da válvula. Assim na Fig. 4.21 os vetores velocidade mostram a variação do escoamento com a movimentação da palheta, no Caso II.

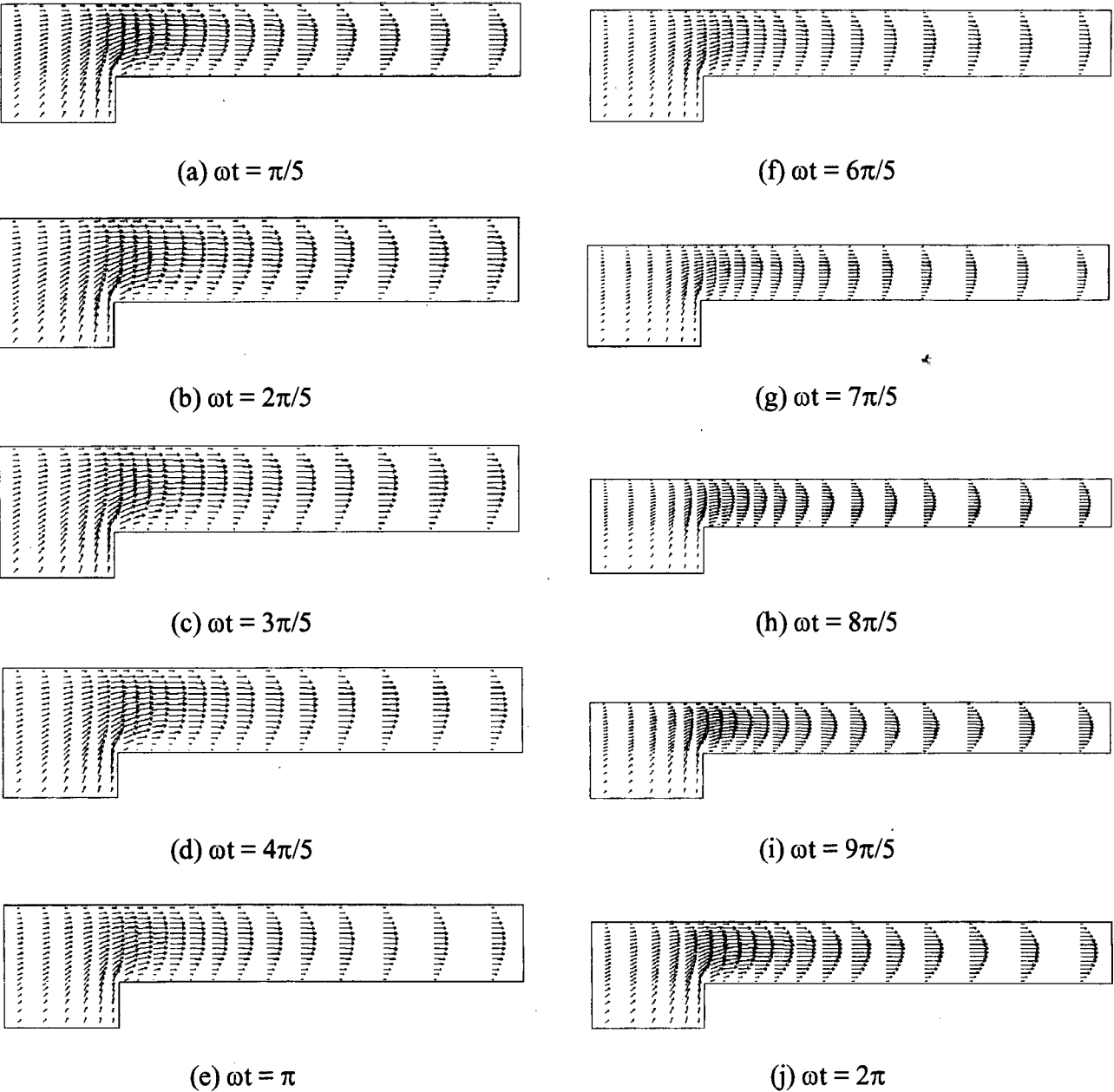


Figura 4.21 - Comportamento dos vetores velocidade no Caso II.

O caso III por apresentar uma velocidade média prescrita na entrada do difusor superior aos dos casos anteriores, tem como resultados forças e deslocamentos da palheta também superiores. O comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta para este caso pode ser visualizado na

Fig.4.22, enquanto que a Fig.4.23 apresenta o deslocamento da palheta, $s = s(t)$, para este mesmo caso.

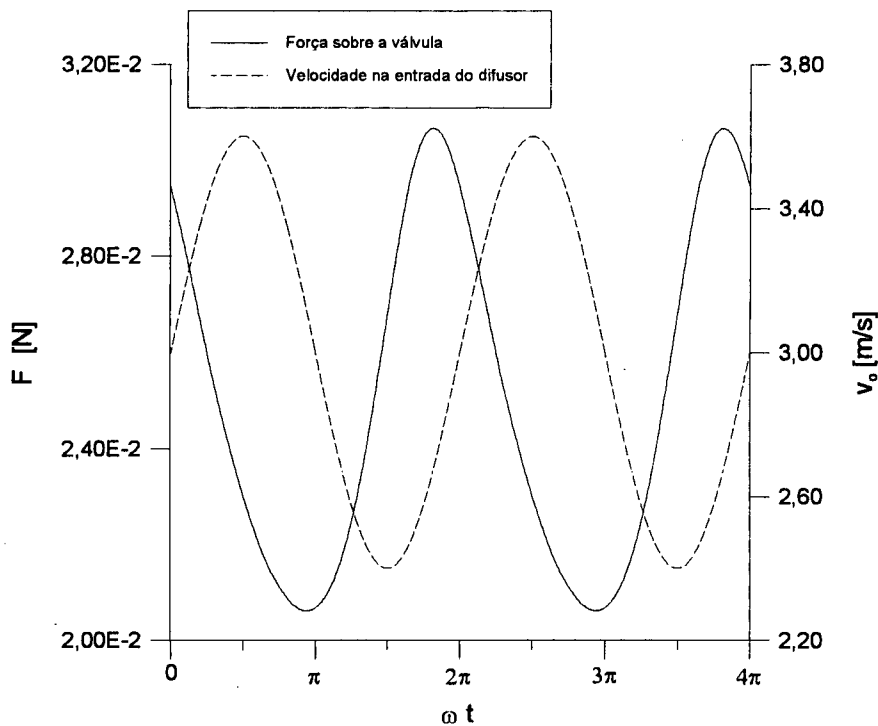


Figura 4.22 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso III.

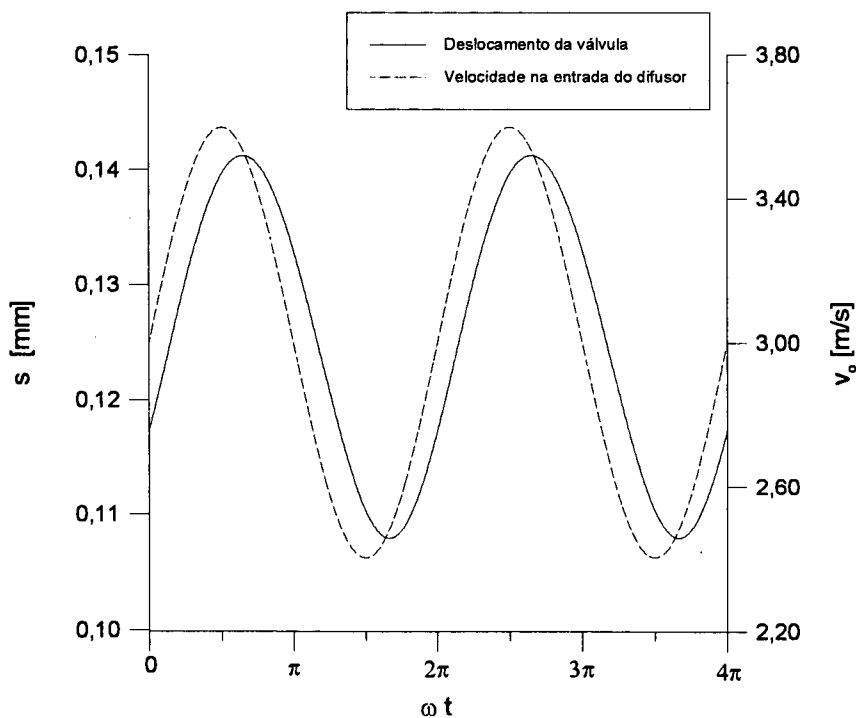


Figura 4.23 - Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso III.

A variação do escoamento com a movimentação da palheta, obtida no caso III, é apresentada na Fig. 4.24, a qual ilustram o desenvolvimento dos vetores velocidade para a região do difusor hachurada na Fig.4.17.

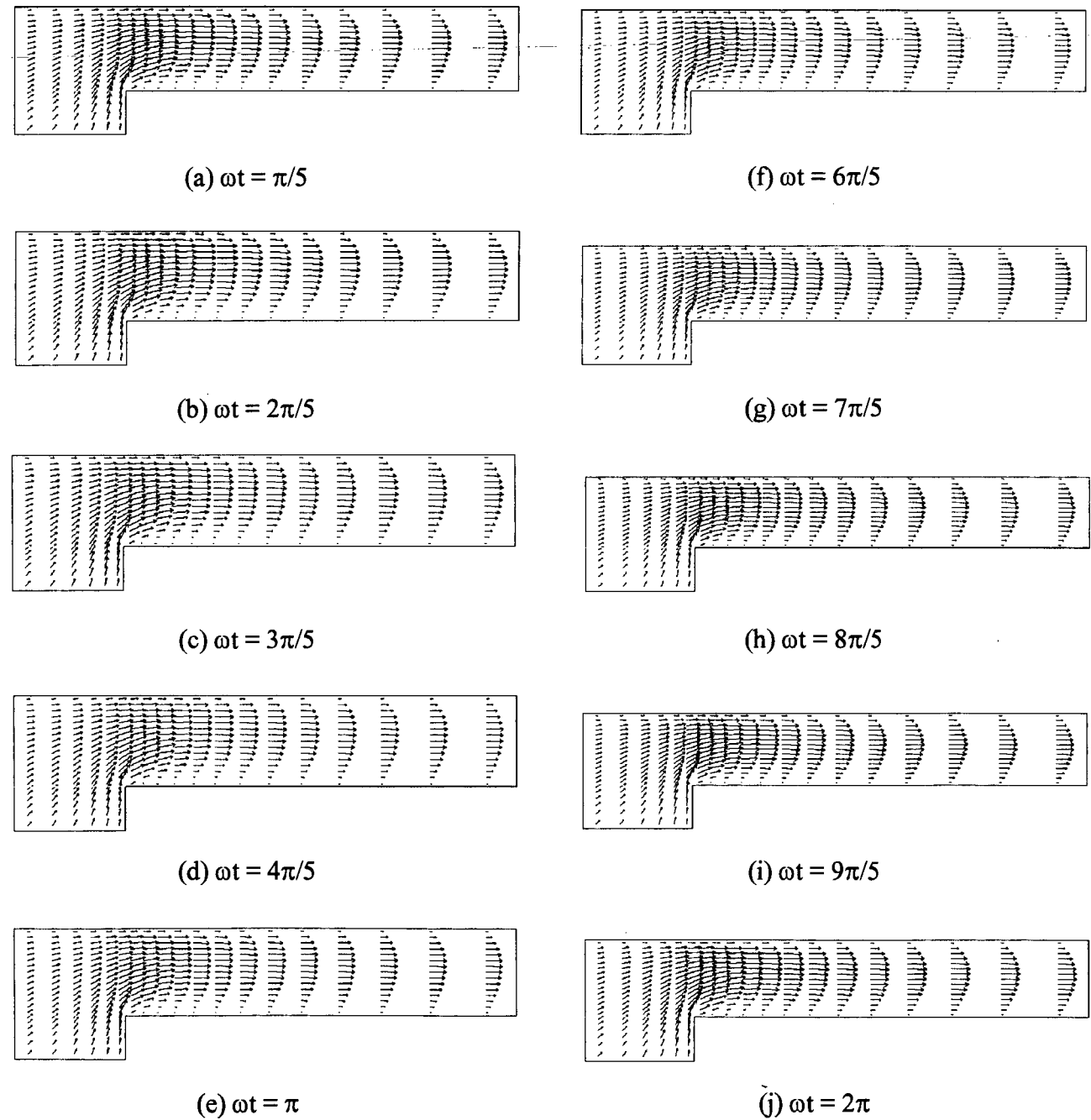


Figura 4.24 - Comportamento dos vetores velocidade no Caso III.

O comportamento da força hidrodinâmica para o último caso simulado, o caso IV, é apresentado na Fig.4.25. Para este mesmo caso, a Fig.4.26 ilustra o deslocamento da palheta para um período de variação do ciclo.

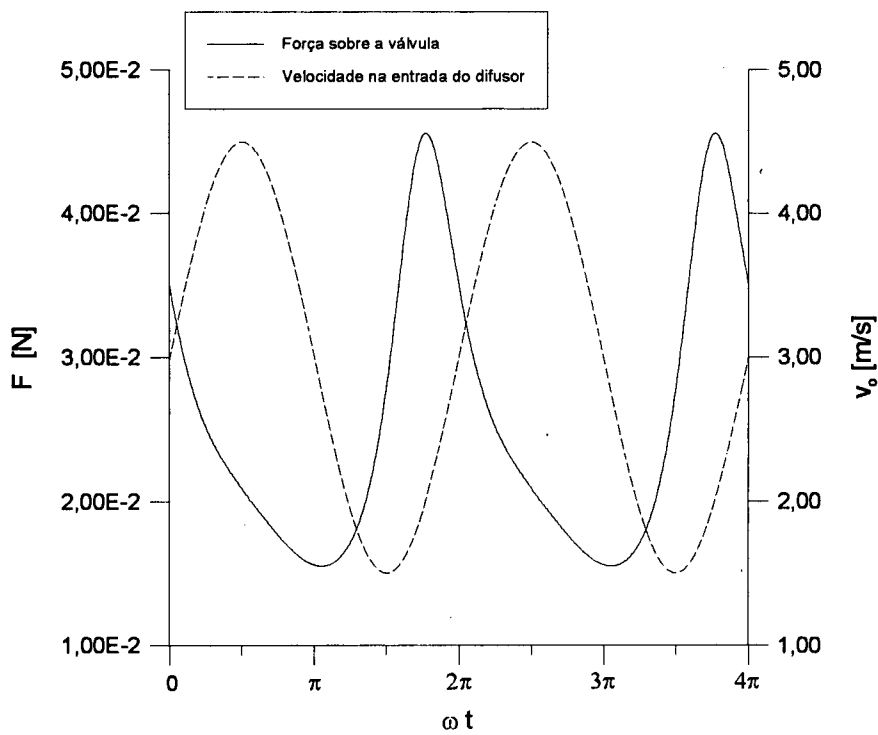


Figura 4.25 - Comportamento da força hidrodinâmica sobre a palheta - Caso IV.

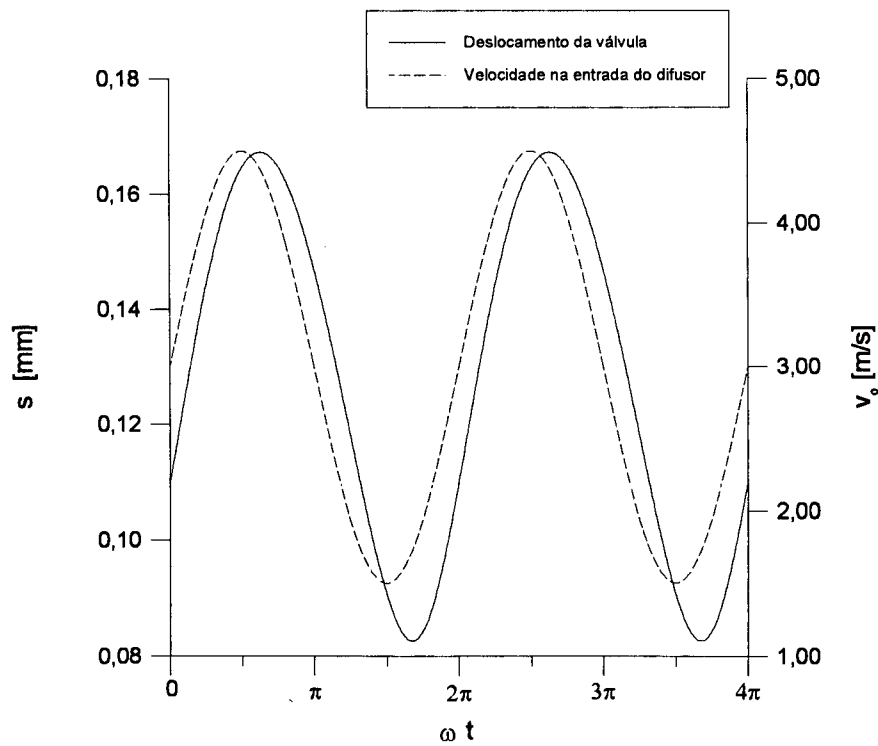


Figura 4.26 - Comportamento do deslocamento da palheta para o Caso IV.

No caso IV além da velocidade média prescrita na entrada do difusor ser maior, tem-se ainda uma maior amplitude de variação da velocidade. Assim este caso produziu uma maior variação do deslocamento da palheta, a qual pode ser visualizada, em conjunto com o vetores velocidade, na Fig.4.27. A região apresentada nestas figuras novamente corresponde aquela ilustrada na Fig.4.17.

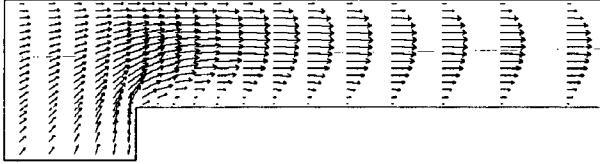
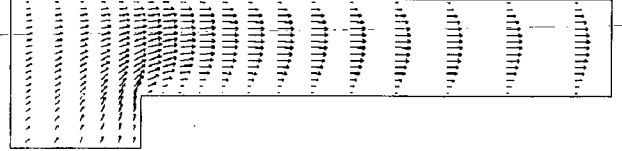
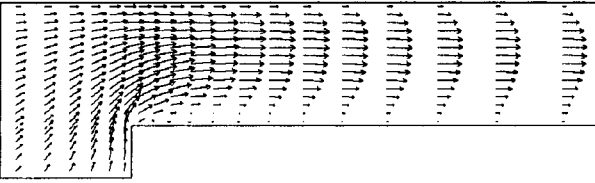
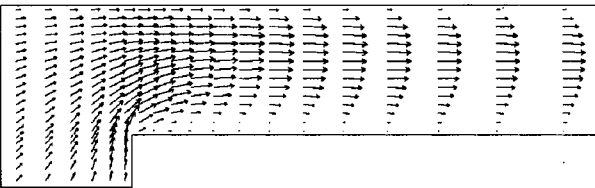
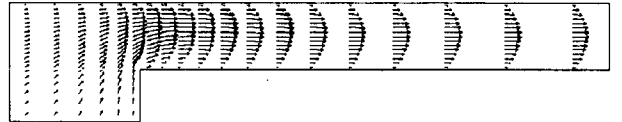
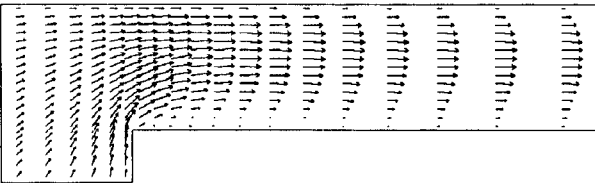
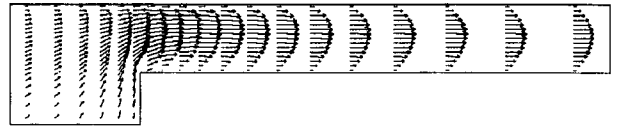
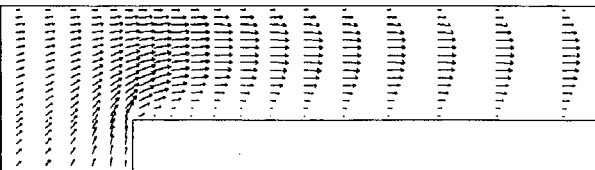
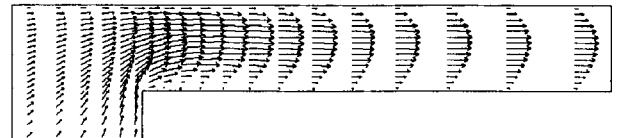
(a) $\omega t = \pi/5$ (f) $\omega t = 6\pi/5$ (b) $\omega t = 2\pi/5$ (g) $\omega t = 7\pi/5$ (c) $\omega t = 3\pi/5$ (h) $\omega t = 8\pi/5$ (d) $\omega t = 4\pi/5$ (i) $\omega t = 9\pi/5$ (e) $\omega t = \pi$ (j) $\omega t = 2\pi$

Figura 4.27 - Comportamento dos vetores velocidade no Caso IV.

Observando os vetores velocidade apresentados para os quatro casos simulados, nota-se que a região de recirculação, que surge no difusor devido à mudança de direção do escoamento, é tanto maior quanto mais aberta estiver a válvula, tornando-se quase inexistente para os pequenos afastamentos. O deslocamento da palheta surge devido à variação da vazão prescrita na entrada do difusor, e portanto o comportamento obtido para o escoamento é resultante da combinação da variação do deslocamento e da vazão de fluido através da válvula.

A visualização das Figs. 4.16, 4.20, 4.23 e 4.26, que ilustram os deslocamentos da palheta para os quatro casos simulados, permite verificar que o deslocamento da palheta apresentou a mesma tendência, nestes casos, onde o aumento da vazão resultou no aumento do deslocamento da palheta, mas com uma pequena defasagem.

A força hidrodinâmica resultante sobre a palheta aumenta com o aumento da vazão e com a redução do deslocamento. Nos casos simulados, por haver variação de vazão e também de deslocamento, estas influências apresentam-se de forma combinada na determinação do comportamento da força hidrodinâmica, ilustrado nas Figs. 4.15, 4.19, 4.22 e 4.25. Observa-se que nos casos II e IV (Fig. 4.19 e 4.25, respectivamente), que apresentam maior variação de vazão, o comportamento periódico da força se afasta mais do aspecto senoidal quando comparado com os casos I e III (Fig. 4.15 e 4.22, respectivamente). Tal tendência reflete a complexa dependência da força hidrodinâmica com a vazão e o deslocamento da palheta em relação ao assento.

Ressalta-se que, ao se analisar o comportamento dinâmico da válvula deve-se ter em mente que o seu deslocamento não depende somente da ação da força hidrodinâmica, mas também da sua velocidade e aceleração, como se pode verificar nas Figs. 4.28 e 4.29, que apresentam os termos da Eq. 2.1 para os casos III e IV, respectivamente. Assim, seria incorreto imaginar que o aumento da força hidrodinâmica sempre acarreta o aumento da abertura da válvula, pois o contrário pode ocorrer, como nos casos aqui apresentados. Nota-se que na Fig. 4.28 a ordem de grandeza do termo do deslocamento da palheta está relacionada com a força hidrodinâmica, mas o seu comportamento é bastante influenciado pelos termos de aceleração e velocidade. Na Fig. 4.29, pode-se verificar que, devido ao aumento da amplitude de variação da vazão imposta na entrada do difusor radial, a influência da aceleração na determinação do deslocamento da palheta é intensificada.

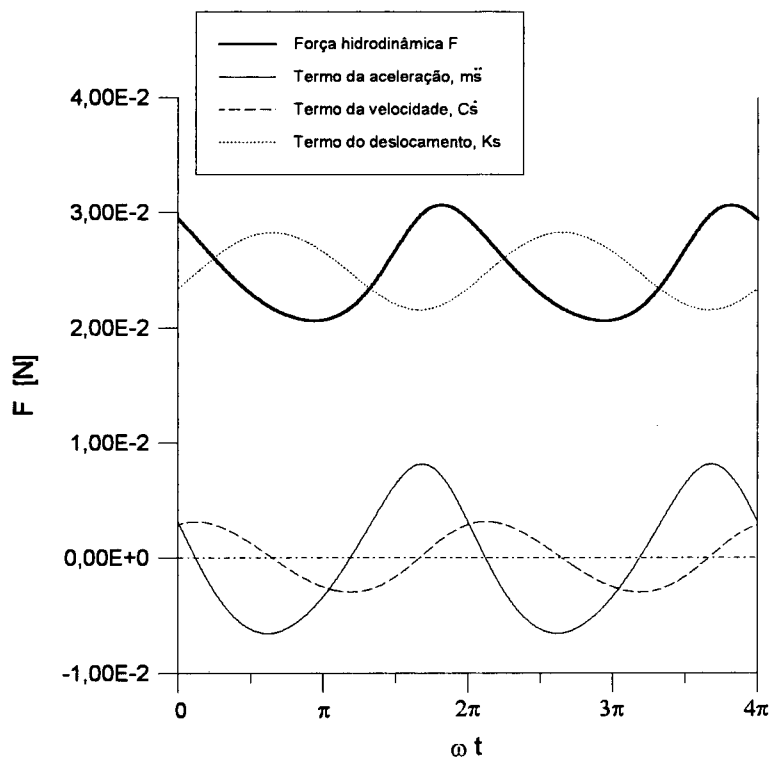


Figura 4.28 - Comportamento dos termos da Eq. 2.1 para o caso III.

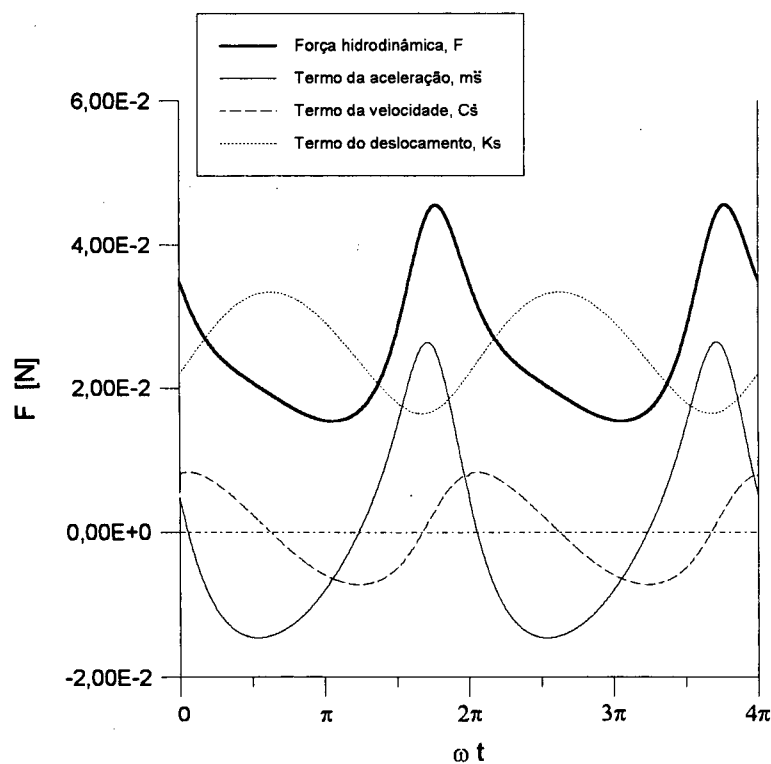


Figura 4.29 - Comportamento dos termos da Eq. 2.1 para o caso IV.

A semelhança das tendências apresentadas nos vários casos abordados, acredita-se, estar relacionada ao fato de se ter empregado as mesmas características de rigidez, amortecimento e massa para a palheta. Muitos outros casos precisariam ser simulados para que conclusões sobre a influência de cada parâmetro envolvido pudessem ser obtidas. Tal análise foge ao escopo do presente trabalho cujo objetivo foi o desenvolvimento de um modelo que resolvesse o escoamento e a dinâmica da válvula de forma acoplada; a realização de estudos sobre o comportamento da válvula sob condições variadas é deixada para futuros trabalhos.

Os resultados aqui obtidos revelam a potencialidade da metodologia desenvolvida para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta. O grande limitante encontrado foi o tempo computacional dispendido para cada simulação (em torno de 90 horas de CPU em média para cada caso, simulados em uma estação de trabalho SUN SPARC 20), mas que, provavelmente em um futuro próximo não mais o será, pois a capacidade de processamento dos computadores tem avançado a níveis surpreendentes.

Este trabalho apresentou o desenvolvimento de uma metodologia para a análise numérica do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta, utilizando um modelo de um grau de liberdade e resolvendo, pelo método dos volumes finitos, o escoamento laminar, compressível, adiabático e em regime transiente periódico em difusores radiais concêntricos.

O conhecimento do comportamento do sistema de válvulas automáticas é fundamental para o aperfeiçoamento dos compressores, e é por esta razão que o desenvolvimento de modelos matemáticos, como o apresentado aqui, é de suma importância.

O modelo proposto para a realização da análise do comportamento de válvulas do tipo palheta é bastante inovador, sendo assim, duas etapas distintas caracterizaram a realização do presente trabalho. Na primeira etapa do trabalho o escoamento periódico foi resolvido, pelo método dos volumes finitos, em uma geometria fixa que procurava representar o cilindro, a válvula e a câmara de descarga do compressor. A análise dos resultados dos casos simulados permitiu concluir que, para a modelação em questão, a força hidrodinâmica atuante atrás da válvula tem pouca influência na determinação da força hidrodinâmica resultante, e que portanto a solução do escoamento atrás da válvula não é importante para a determinação do seu comportamento dinâmico, na presente formulação.

Um estudo realizado a partir dos resultados, ainda da primeira etapa, mostrou que os efeitos de compressibilidade na região representativa do cilindro são reduzidos, permitindo assim eliminar também a solução do escoamento nesta região, sem prejudicar o modelo.

A segunda etapa do trabalho consistiu então no desenvolvimento do modelo onde somente a geometria do difusor radial foi considerada para a obtenção do comportamento dinâmico da válvula tipo palheta.

Uma transformação de coordenadas, que consistiu na obtenção de um sistema de coordenadas móveis a partir do sistema de coordenadas inercial, foi realizada objetivando a solução do escoamento em um domínio que se altera com o tempo.

O modelo numérico desenvolvido consistiu na solução do escoamento periódico através do

emprego do método dos volumes finitos, de forma acoplada com a solução da equação da dinâmica da válvula, a qual foi resolvida pelo método de Runge-Kutta.

A implementação computacional da metodologia foi verificada para uma válvula mantida fixa. Foram realizadas comparações entre os resultados de alguns casos gerados tanto pelo software FLUENT quanto pelo software desenvolvido neste trabalho. Uma ótima concordância entre os resultados foi obtida utilizando-se metodologias semelhantes para a solução de tais problemas. Constatou-se ainda, que o emprego do esquema de interpolação WUDS, na metodologia desenvolvida, proporciona maior estabilidade para o método numérico, fornecendo, no entanto, resultados menos precisos se comparados com obtidos com o esquema de interpolação QUICK.

A validação do modelo numérico, que contempla o uso de malha móvel, foi realizada através da simulação do escoamento em um difusor radial cuja distância entre os discos apresenta movimento periódico. Resultados experimentais e teóricos para tal situação foram encontrados na literatura. Os resultados obtidos com o uso do modelo proposto concordaram muito bem com aqueles tomados como referência.

Após as devidas validações, o modelo numérico foi empregado na simulação de alguns casos onde o comportamento da válvula foi obtido considerando a prescrição de um escoamento periódico com variação senoidal de vazão no orifício de passagem do difusor radial.

Os resultados das validações e dos casos abordados revelaram a potencialidade da metodologia aqui desenvolvida para a análise do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta. O único fator limitante encontrado foi o elevado tempo computacional dispendido para a realização de cada simulação.

Como sugestão para trabalhos futuros têm-se:

- (i) Obtenção de resultados experimentais que permitam a comparação com resultados gerados com a presente metodologia;
- (ii) Análise da influência dos parâmetros físicos da válvula no seu comportamento dinâmico, através da realização de maior número de simulações;
- (iii) Estudo da viabilidade de implementação de um esquema de interpolação mais preciso;
- (iv) Aperfeiçoamento da metodologia visando a modelação do comportamento da válvula em casos onde ocorre o seu fechamento completo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BIRD, R.B.; STEWART, W.E.; LIGHTFOOT, E.N. **Transport Phenomena**. New York, John Wiley, 1960.

BRABLIK, J. Computer Simulation of the Working Process in the Cylinder of a Reciprocating Compressor with Piping System. **Proceedings of the 2nd Compressor Technology Conference**, Purdue University, 1974.

CHEN, C.J.; YU, C.H.; CHANDRAN, K.B. Finite Analytic Numerical Solution of Unsteady Laminar Flow Past Disc-Valves. **Journal of Engineering Mechanics**, v. 113, n.8, 1987.

COSTAGLIOLA, M. The Theory of Spring-Loaded Valves for Reciprocating Compressor. **ASME Journal of Applied Mechanics**, v.17, n.4, p.415-420, 1950.

DESCHAMPS, C.J. **Escoamento Laminar Através de Válvulas de Compressores**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1987.

DESCHAMPS, C.J.; PRATA, A.T.; FERREIRA, R.T.S. Modelagem de um Escoamento Turbulento em Presença de Estagnação, Recirculação, Aceleração e Gradientes de Pressão Adversos. **Anais do X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica**, Rio de Janeiro, v. I, p.57-60, 1989.

FLEMING, J.S. ; BROWN, J. An Experimental Investigation of the Aerodynamics of a Disc Valve. **Proc. Purdue Compressor Technology Conference**, p.21-25, 1982.

FLUENT V4.2 USER'S GUIDE. Fluent Incorporated, Lebanon, New Hampshire, USA, 1993.

FLUENT. Fluent Incorporated Inc., Centerra Resource Park, 10, Cavendish Court, Lebanon, New Hampshire, USA, 03766, 1993.

GASCHE, J.L. **Escoamento Laminar Através de Válvulas Excêntricas de Compressores de Refrigeração**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1992.

GRAPHER. Golden Software Inc., 14th Street, 809, Golden, Colorado, USA, 80401, 1992.

ISHIZAWA, S.; WATANABE, T.; TAKAHASHI, K. Unsteady Viscous Flow Between Parallel Disks with a Time-Varying Gap Width and a Central Fluid Source. **Journal of Fluids Engineering**, v.109, p. 394-402, 1987.

KATO, M.; KUROHASHI, M.; AOSHIMA, M. Dynamic Behavior of Valves with Pneumatic Chambers for Reciprocating Compressors. **Journal of Vibration and Acoustics**, v.115, p. 371-376, 1993.

LANGER, C.A. **Separação, Bifurcação e Transferência de Calor em Escoamentos Radiais**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1991.

LEONARD, B.P. A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation. **Comp. Meth. in Applied Mech. an Eng.**, v.19, p.59-98, 1979.

MACLAREN, J.F.T. A Review of Simple Mathematical Models of Valves in Reciprocating Compressor. **Proc. Purdue Compressor Technology Conference**, p. 180-187, 1972.

MACLAREN, J.F.T. The Influence of Computers of Compressor Technology. **Proc. Purdue Compressor Technology Conference**, p. 1-12, 1982.

MACLAREN, J.F.T. ; KERR, S.V. Analysis of Valve Behaviour in Reciprocating Compressors. **Proceedings of the XII Internacional Congress of Refrigeration**, Madrid, paper 3.39, 1967.

- MALISKA, C.R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional - Fundamentos e Coordenadas Generalizadas**. Rio de Janeiro, LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 1995.
- MARCONDES, F. **Solução Numérica do Problema Elíptico da Convecção Natural em Canais Abertos**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1988.
- NAJORK, H. Investigation of the Closing of Self-Acting Valves in High Speed R12 Compressors. **Proceedings of the XII Internacional Congress of Refrigeration**, Madrid, paper 3.17, 1967.
- OLIVEIRA, J.C. **Estudo Numérico da Estabilidade Hidrodinâmica em Escoamentos Radiais**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1992.
- PATANKAR, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. New York, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- PETERS, S. **Bifurcação e Oscilações Auto-induzidas em Escoamentos de Fluidos em Difusores Radiais**. Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1994.
- PIECHNA, J.R. ; MEIER, G.E.A. Numerical Investigation of Steady and Unsteady Flow in Valve Gap. **Proc. of the 1986 International Compressor Engineering Conference at Purdue**, v. 1, p. 1-14, 1986.
- PILICHI, C.D.M. **Determinação Numérica e Experimental de Coeficientes Locais de Transferência de Calor em Difusores Radiais**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1990.
- POSSAMAI, F.C. **Escoamento Laminar sobre Válvulas Inclinadas de Compressores**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de

Santa Catarina, 1994.

- PRATA, A.T. ; FERREIRA, R.T.S. Heat Transfer and Fluid Flow Considerations in Automatic Valves of Reciprocating Compressors. **Proceedings of the 1990 International Compressor Engineering Conference - at Purdue**. West Lafayette, Indiana, USA, v.1, p. 512-521, 1990.
- RAITHBY, G.D. ; TORRENCE, K.E. Upstream-Weighted Differencing Schemes and Their Application to Elliptic Problems Involving Fluid Flow. **Computers&Fluids**, v. 2, p.191-206, 1974.
- RECKTENWALD, G.W. **A Study of Heat Transfer Between the Walls and Gas Inside the Cylinder of a Reciprocating Compressor**. PhD. Thesis, University of Minnesota, Minneapolis, MN, USA, 1989.
- STRÖLL, H.; DURST, F.; PERIC, M.; PEREIRA, J.C.F; SCHEUERER, G. Study of Laminar, Unsteady Piston-Cylinder Flows. **Journal of Fluids Engineering**, v.115, p. 667-693, 1993.
- TODESCAT, M.L. **Transferência de Calor Laminar em Válvulas de Compressores**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1988.
- TOUBER, S. On the Energy Consumption of Reciprocating Compressors depending upon the Type of Delivery Valve. **Proceedings of the XII Internacional Congress of Refrigeration**, Madrid, paper 3.55, 1967.
- TRELLA, T. J.; SOEDEL, W. Effect of Valve Port Gas Inertia on Valve Dynamics - Part I : Simulation of a Poppet Valve. **Proc. Purdue Compressor Technology Conference**, p.190-197, 1974a.
- TRELLA, T. J.; SOEDEL, W. Effect of Valve Port Gas Inertia on Valve Dynamics - Part II : Flow Retardation at Valve Opening.. **Proc. Purdue Compressor Technology Conference**, p.198-207, 1974b.

- USSYK, M. S. **Simulação Numérica do Desempenho de Compressores Herméticos Alternativos**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1984.
- VAN DOORMAAL, J.P. ; RATHBY, G.D. Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows. **Numerical Heat Transfer**, v. 7, p.147-163, 1984.
- WAMBSGANSS, M.W.Jr.; COHEN, R. Simulation of Reciprocating Compressor with Automatic Reed Valves, Part I: Theory and Simulation, Part II: Experiments and Evaluation. **Proceedings of the XII International Congress of Refrigeration**, Madrid, paper 3.06, 1967.
- WATKINS, A.P. **Flow and Heat Transfer in Piston/Cylinder Assemblies**. PhD. Thesis, University of London, Imperial College of Science and Technology, London, UK, 1977.
- WHITE, F.M. **Viscous Fluid Flow**. New York, McGraw-Hill, 1974.

TERMOS DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS

No Capítulo 4 foram apresentadas as equações diferenciais utilizadas no desenvolvimento da metodologia deste trabalho, onde, por conveniência, alguns termos não foram explicitados. Tais termos, que correspondem à dissipação viscosa e ao divergente do vetor velocidade, são aqui apresentados, tanto no sistema de coordenadas inercial quanto no sistema de coordenadas móveis.

Termo da dissipação viscosa

- coordenadas inerciais

$$\phi = -\frac{2}{3}\mu(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})^2 + 2\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{u}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right] + \mu\left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 \quad (I.1)$$

- coordenadas móveis

$$\tilde{\phi} = -\frac{2}{3}\mu(\overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}})^2 + 2\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{u}{r}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\frac{\partial w}{\partial \xi}\right)^2\right] + \mu\left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{L}\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)^2 \quad (I.2)$$

Divergente do vetor velocidade

- coordenadas inerciais

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (I.3)$$

- coordenadas móveis

$$\overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{1}{L}\frac{\partial w}{\partial \xi} \quad (I.4)$$

EQUAÇÕES DISCRETIZADAS

No capítulo 4 foi relatado o processo de discretização das equações diferenciais que governam o escoamento através do emprego de uma equação genérica, Eq. 4.17, a qual foi integrada sobre um volume de controle elementar. Ao se particularizar a equação discretizada genérica obtida, Eq. 4.45, obtém-se as equações discretizadas referentes a cada equação diferencial de interesse. A seguir são apresentadas estas equações, com os seus respectivos coeficientes.

II.1 Equação Discretizada da Conservação da Quantidade de Movimento na Direção r

A equação diferencial da conservação da quantidade de movimento na direção r , para o sistema de coordenadas móvel, Eq. 4.14, é convertida na seguinte equação discretizada,

$$a_p^u u_p = a_E^u u_E + a_W^u u_W + a_N^u u_N + a_S^u u_S + b^u \quad (\text{II.1})$$

onde,

$$a_E^u = -0,5\dot{M}_e + |\alpha_e| |\dot{M}_e| + \mu \frac{\beta_e A_e}{(\delta r)_e} \quad (\text{II.2})$$

$$a_W^u = 0,5\dot{M}_w + |\alpha_w| |\dot{M}_w| + \mu \frac{\beta_w A_w}{(\delta r)_w} \quad (\text{II.3})$$

$$a_N^u = -0,5\dot{M}_n + |\alpha_n| |\dot{M}_n| + \mu \frac{\beta_n A_n}{(\delta z)_n} \quad (\text{II.4})$$

$$a_S^u = 0,5\dot{M}_s + |\alpha_s| |\dot{M}_s| + \mu \frac{\beta_s A_s}{(\delta z)_s} \quad (\text{II.5})$$

$$a_p^u = \frac{M_p^o}{\Delta t} + a_E^u + a_W^u + a_N^u + a_S^u + \frac{\mu}{r_p^2} \Delta V \quad (\text{II.6})$$

$$b^u = \frac{M_p^o u_p^o}{\Delta t} + \frac{\mu}{3} \left[\frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_e - (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_w}{\Delta r} \right] \Delta V - \left[\frac{p_e - p_w}{\Delta r} \right] \Delta V \quad (\text{II.7})$$

Todos os termos contidos nos coeficientes acima estão definidos no Capítulo 4. No entanto, é importante ressaltar que as referências utilizadas acima se referem à disposição do volume de controle empregado para a discretização desta equação, ou seja, a fronteira oeste aqui não corresponde a fronteira oeste da equação da energia discretizada, por exemplo. Para melhor compreensão de como a disposição dos volumes de controle, utilizada para a equação de Navier-Stokes na direção r , se relaciona com a disposição principal utilizada para a equação de energia e para conservação da massa, apresenta-se a seguir a Fig. II.1.

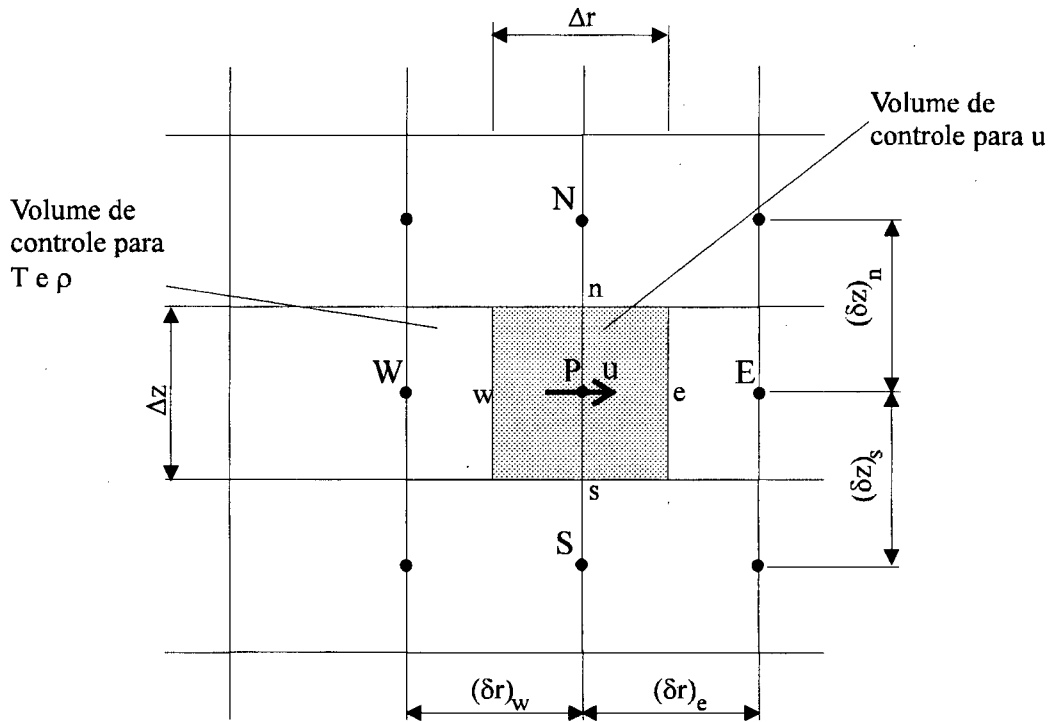


Figura II.1 - Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção da velocidade u .

II.2 Equação Discretizada da Conservação da Quantidade de Movimento na Direção ξ

A equação diferencial de Navier-Stokes na direção ξ no sistema de coordenadas móvel, Eq. 4.15, é convertida na seguinte equação discretizada,

$$a_p^w w_p = a_E^w w_E + a_W^w w_W + a_N^w w_N + a_S^w w_S + b^w \quad (\text{II.8})$$

onde,

$$a_E^w = -0,5\dot{M}_e + |\alpha_e| |\dot{M}_e| + \mu \frac{\beta_e A_e}{(\delta r)_e} \quad (\text{II.9})$$

$$a_w^w = 0,5\dot{M}_w + |\alpha_w| |\dot{M}_w| + \mu \frac{\beta_w A_w}{(\delta r)_w} \quad (\text{II.10})$$

$$a_N^w = -0,5\dot{M}_n + |\alpha_n| |\dot{M}_n| + \mu \frac{\beta_n A_n}{(\delta z)_n} \quad (\text{II.11})$$

$$a_s^w = 0,5\dot{M}_s + |\alpha_s| |\dot{M}_s| + \mu \frac{\beta_s A_s}{(\delta z)_s} \quad (\text{II.12})$$

$$a_p^w = \frac{M_p^o}{\Delta t} + a_E^w + a_w^w + a_N^w + a_s^w \quad (\text{II.13})$$

$$b^w = \frac{M_p^o w_p^o}{\Delta t} + \frac{\mu}{3} \left[\frac{(\bar{\vec{v}} \cdot \bar{\vec{v}})_n - (\bar{\vec{v}} \cdot \bar{\vec{v}})_s}{\Delta z} \right] \Delta V - \left[\frac{p_n - p_s}{\Delta z} \right] \Delta V \quad (\text{II.14})$$

Novamente é importante ressaltar que as referências utilizadas acima se referem à disposição do volume de controle empregado para a discretização desta equação em particular. A Fig. II.2 apresenta como a disposição dos volumes de controle, utilizada para a equação de Navier-Stokes na direção ξ , se relaciona com a disposição principal utilizada para a equação de energia e para conservação da massa.

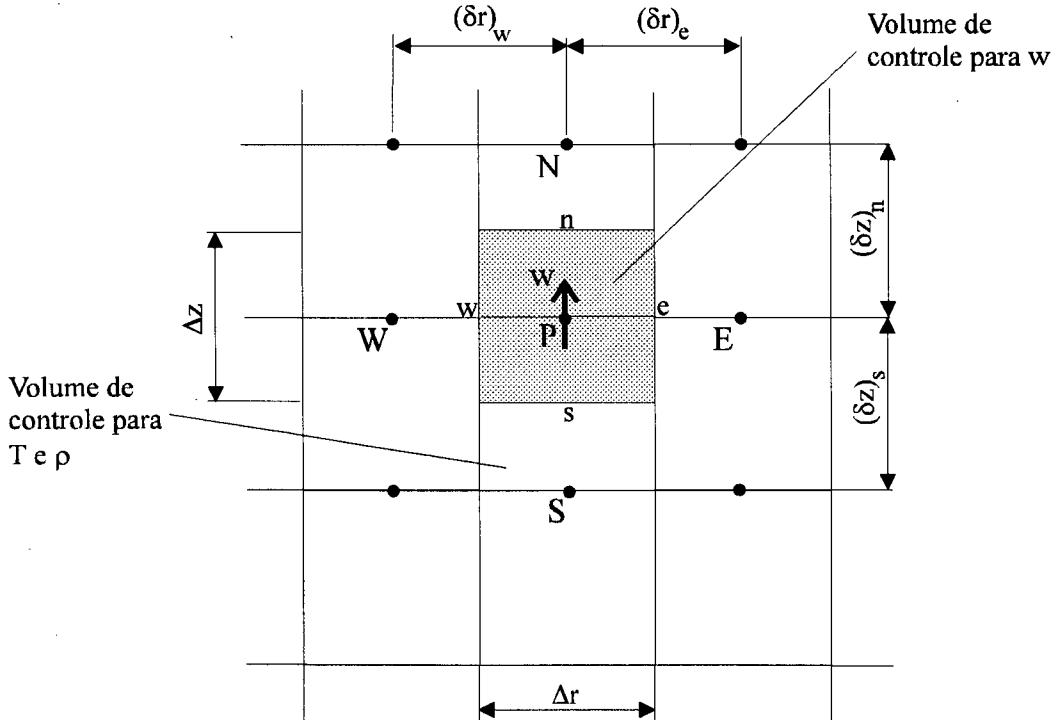


Figura II.2 - Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção da velocidade w .

II.3 Equação Discretizada da Conservação da Energia Térmica

A equação diferencial da conservação da energia térmica para o sistema de coordenadas móvel, Eq. 4.16, é convertida na seguinte equação discretizada,

$$a_p^T T_p = a_E^T T_E + a_W^T T_W + a_N^T T_N + a_S^T T_S + b^T \quad (\text{II.8})$$

onde,

$$a_E^T = -0,5\dot{M}_e + |\alpha_e| |\dot{M}_e| + \frac{k}{c_v} \frac{\beta_e A_e}{(\delta r)_e} \quad (\text{II.9})$$

$$a_W^T = 0,5\dot{M}_w + |\alpha_w| |\dot{M}_w| + \frac{k}{c_v} \frac{\beta_w A_w}{(\delta r)_w} \quad (\text{II.10})$$

$$a_N^T = -0,5\dot{M}_n + |\alpha_n| |\dot{M}_n| + \frac{k}{c_v} \frac{\beta_n A_n}{(\delta z)_n} \quad (\text{II.11})$$

$$a_S^T = 0,5\dot{M}_s + |\alpha_s| |\dot{M}_s| + \frac{k}{c_v} \frac{\beta_s A_s}{(\delta z)_s} \quad (\text{II.12})$$

$$a_p^T = \frac{M_p^o}{\Delta t} + a_E^T + a_W^T + a_N^T + a_S^T \quad (\text{II.13})$$

$$b^T = \frac{M_p^o T_p^o}{\Delta t} + \frac{1}{c_v} \left[\frac{p_p + p_p^o}{2} \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_p}{2} + \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})_p^o}{2} \right] \left(\frac{\Delta V + \Delta V^o}{2} \right) \quad (\text{II.14})$$

O termo relativo à dissipação viscosa não surgiu na equação acima, pois o mesmo foi desprezado no modelo empregado no presente trabalho.

A disposição dos volumes de controle, que corresponde à discretização da equação da conservação da energia térmica, é a disposição ilustrada na Fig. II.3, a qual também corresponde aos processos de discretização da equação de correção da densidade, Eq. 4.57, e equação da conservação da massa, Eq. 4.55.

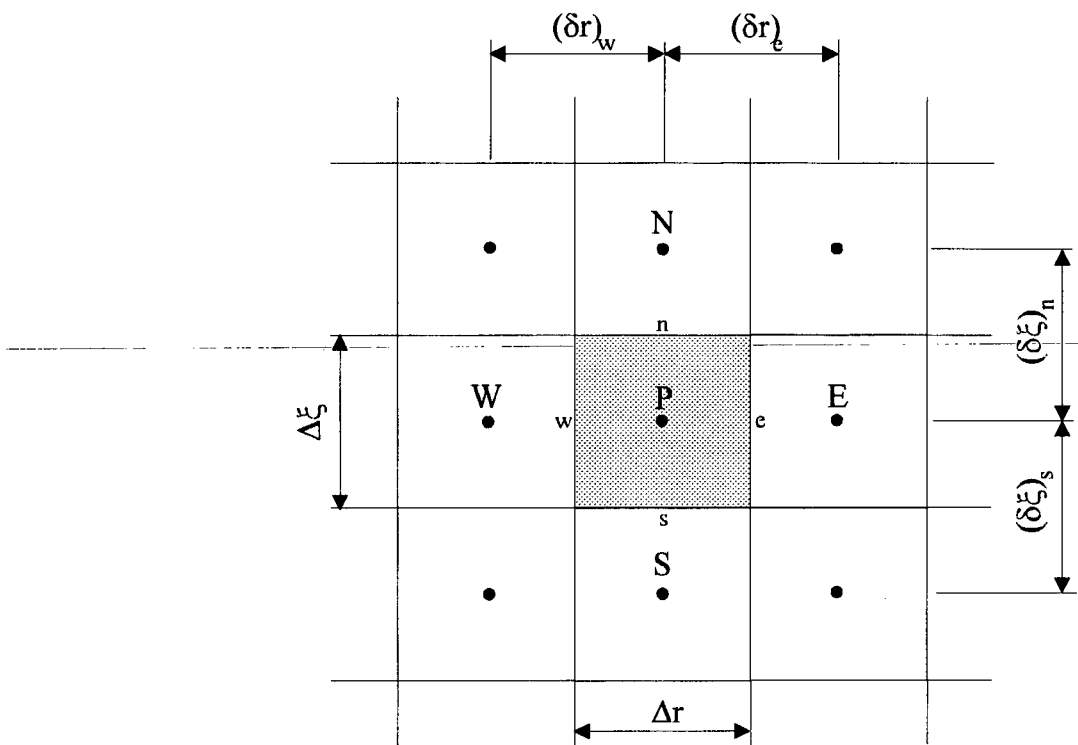


Figura II.3 - Disposição dos volumes de controle utilizada na obtenção de T e ρ' (correção da densidade de acordo com a Eq. 4.57).

SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DA DINÂMICA DA VÁLVULA

No Capítulo 2 foi apresentado a formulação adotada para a determinação do comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta. Considerando-se que a palheta se comporta como um sistema de um grau de liberdade, chegou-se a seguinte equação diferencial para o seu movimento,

$$m\ddot{s} + C\dot{s} + Ks = F - F_0 \quad (2.1)$$

Os valores da massa m , do coeficiente de amortecimento C , da constante efetiva de mola K , e da força de pré-carga F_0 , foram considerados constantes e conhecidos. Sendo a força hidrodinâmica resultante F determinada a cada instante de tempo através da solução do escoamento pelo método dos volumes finitos.

A equação diferencial do movimento da válvula, Eq. 2.1, foi resolvida pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem, conforme apresentado por White (1974). Este método resolve com alta precisão equações diferenciais ordinárias, destacando-se por não ser um método iterativo.

Sendo a Eq. 2.1 uma equação diferencial de segunda ordem, esta foi então transformada em duas equações de primeira ordem, para o uso do método de Runge-Kutta, através da seguinte consideração,

$$\dot{s} = Q \quad (III.1)$$

com a qual pode-se escrever,

$$m\dot{Q} + CQ + Ks = F - F_0 \quad (III.2)$$

Tem-se assim as duas equações de primeira ordem desejadas, Eqs. III.1 e III.2.

A subrotina computacional utilizada foi extraída do Apêndice C do livro de White (1974). Ressalta-se que o valor da força hidrodinâmica resultante, utilizada na solução da Eq. 2.1, em um instante de tempo, foi sempre o valor conhecido do instante de tempo anterior.